



**Università degli Studi di Napoli “FEDERICO II”
Dipartimento di Ingegneria Aerospaziale - DIAS**

**Tesi di dottorato in
Ingegneria Aerospaziale Navale e della Qualità
XXIII Ciclo**

**Dimensionamento di un dispositivo
a getto sintetico per scambio termico**

Relatore

Prof. Ing. Luigi de Luca

Candidato

Ing. Gennaro Monaco

Coordinatore

Prof. Ing. Antonio Moccia

Novembre 2010

Indice

Ringraziamenti.....	3
Sommario.....	4
1 Turbolenza.....	6
1.1 Generalità del campo di moto turbolento.....	6
1.2 Le scale della turbolenza.....	10
1.3 Descrizione statistica del campo turbolento.....	15
1.4 Il modello di Reynolds e il modello di Navier-Stokes.....	17
1.5 Le equazioni di Reynolds.....	18
1.6 Condizioni al contorno.....	21
2 Modelli di turbolenza.....	24
2.1 Introduzione	24
2.2 Modello DNS (Direct Numerical Simulation).....	26
2.3 Modello LES (Large Eddy Simulation).....	27
2.4 Modello RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes).....	28
2.4.1 Modello Spalart-Allmaras.....	29
2.4.2 Modello k- ϵ	31
3 L'attuatore a getto ed applicazioni.....	36
3.1 Applicazioni	36
3.2 Attuatore a getto sintetico	40
3.3 Attuatori a getto sintetico per il controllo del flusso di turbomacchine	46
4 Progettazione dell'attuatore	50
4.1 Attuatore di getto sintetico	50
4.2 Criterio di progettazione dell'attuatore.....	57
4.3 Formulazione del modello numerico	63
4.4 Validazione del criterio di progettazione	66
5 Getti sintetici incidenti –scambio termico	72
5.1 Introduzione.....	72
5.2 Dipendenza funzionale del numero di Reynolds dalla frequenza operativa dal voltaggio di alimentazione.....	74
5.3 Simulazioni numeriche dello scambio termico.....	77
5.4 Getto sintetico vs getto continuo.....	86
6 Conclusioni e sviluppi futuri.....	92
6.1 Introduzione.....	92
Bibliografia.....	94

Ringraziamenti

Ringrazio il Prof. Luigi de Luca per la fiducia e la disponibilità dimostrata nei miei confronti.

Il Prof. de Luca rappresenta per la mia formazione professionale un faro quotidiano di riflessione ed etica.

Ringrazio, inoltre, i dottori Luigi Mongibello e Giuseppe Rocco per il supporto della loro esperienza durante lo svolgimento di questa tesi.

Riservo un affettuoso ringraziamento ai miei genitori e a mia sorella che mi hanno sostenuto e supportato in questa ulteriore avventura.

Nel presente lavoro, ovviamente, non mancheranno incompletezze ed errori, per i quali chiedo un po' di comprensione.

Napoli, 28 Novembre 2010

Ing. Gennaro Monaco

Sommario

L'obiettivo principale di questa tesi è stato quello di definire un criterio di progettazione dell'attuatore di un getto sintetico per scambio termico e valutarne le prestazioni.

E' apparso opportuno aprire la tesi con una breve introduzione al fenomeno della turbolenza, con riferimento ai modelli matematici per la chiusura delle equazioni di Reynolds, che rappresentano classicamente le equazioni mediate di Navier-Stokes e introducono la presenza di un termine aggiuntivo di sforzo, il tensore degli stress di Reynolds, caratteristica intrinseca del regime turbolento.

Negli ultimi anni nell'ambito dei cosiddetti MEMS (Micro Electro-Mechanical System) è stato dato un notevole impulso allo sviluppo di attuatori a getto sintetico, inizialmente allo scopo di controllare flussi superficiali, quali lo strato limite su ali. Poiché tale attuatore non richiede né fluido addizionale, né circuiteria, e non impiega organi meccanici in movimento, esso può essere anche utilizzato convenientemente per raffreddare aree localizzate di superfici in ambienti chiusi di piccole dimensioni quali PC o altri dispositivi elettronici.

La presente tesi ha come scopo il progetto di un attuatore di getto sintetico. Definite le caratteristiche di progetto (ad esempio, diametro di uscita dell'ugello e numero di Reynolds), il dimensionamento del sistema è effettuato sulla base di un criterio pratico di formazione del getto.

Le prestazioni del dispositivo sono, quindi, valutate mediante simulazioni numeriche effettuate con un codice commerciale allo scopo di determinare le distribuzioni spaziali del coefficiente di scambio termico (numero di Nusselt) tra il getto e le superfici calde su cui il getto incide, al variare di alcuni parametri tra cui la distanza ugello-lastra.

I risultati ottenuti hanno, inoltre, avuto ricadute significative in campo applicativo ed in futuro si può prevedere anche industriale, in quanto nell'ambito di attività di ricerca sviluppate parallelamente al DIAS è iniziata la costruzione effettiva di un prototipo di attuatore.

1 Turbolenza

1.1 Generalità del campo di moto turbolento

Lo studio del campo di moto turbolento è complesso, molto affascinante e ricorrente. Numerosi sono i fenomeni naturali e le applicazioni ingegneristiche di origine turbolenta.

La simulazione di flussi in regime turbolento **[Rif. 1-5]** riveste un particolare interesse dal punto di vista industriale ed in particolare nelle applicazioni aerospaziali.

Dai numerosi studi sperimentali **[Rif. 6]** osservazione comune, che il campo di moto turbolento è caratterizzato da un intenso “rimiscelamento”, o meglio, da una grande capacità di trasportare le proprietà fisiche quali quantità di moto, calore, specie chimica.

La complessità del fenomeno non consente di individuare una definizione semplice di campo di moto turbolento, ma la sua descrizione può essere effettuata in termini di **[Rif. 7]**:

- **vorticità** - il campo vorticoso è caratterizzato dalla presenza di strutture vorticosi coerenti, la cui scala spaziale è dello stesso ordine della dimensione caratteristica dell'intero sistema;

- **casualità** - il campo turbolento si distingue da quello laminare per essere caratterizzato intrinsecamente da variazioni spaziali e temporali di tipo apparentemente non deterministico, ovvero stocastico;
- **tridimensionalità** - i fenomeni turbolenti sono essenzialmente tridimensionali, ovvero le componenti random del moto fluttuano in tutte le direzioni spaziali;
- **diffusività** - tutte le proprietà fisiche del campo turbolento sono interessate da un forte meccanismo diffusivo accentuato dalla presenza dei flussi turbolenti (diffusione turbolenta), in altri termini, i flussi diffusivi sono più intensi che in regime laminare;
- **in stazionarietà** - il regime turbolento è in particolare caratterizzato da fluttuazioni (variazioni stocastiche) temporali, che coinvolgono un ampio spettro di frequenze, di tutte le grandezze fisiche, in particolare della velocità.

Osborne Reynolds, nel corso delle sue storiche indagini sperimentali applicate al moto nell'interno di un condotto, intuì che il fenomeno della turbolenza è strettamente correlato al rapporto adimensionale, oggi noto come numero di Reynolds:

$$Re = \frac{UD}{\nu}$$

con ovvio significato dei simboli. All'aumentare del valore del gruppo adimensionale, il regime laminare diventa instabile ed attraverso complessi fenomeni di transizione, si innesca un moto regime di moto macroscopicamente *irregolare*, detto appunto turbolenza [Rif. 1].

Numerose sono le metodologie e le tecniche, sperimentali e numeriche, applicate allo studio dei fenomeni turbolenti [Rif. 1,2,6,7].

In prima istanza, poiché da rilievi sperimentali appare che l'entità delle fluttuazioni delle grandezze (in particolare della velocità) è generalmente molto piccola rispetto al valor medio delle

stesse grandezze (in altri termini, uno strumento con bassa risposta in frequenza misurerebbe solo il valor medio e non le variazioni statistiche intorno a tale valor medio), concettualmente è possibile studiare il campo di moto come risultante dalla sovrapposizione di un campo medio sovrapposto a quello fluttuante.

Attualmente gli studi sperimentali [Rif. 6] forniscono un notevole supporto alla comprensione del fenomeno, ma ancora oggi nella generalità delle situazioni fluidodinamiche non è del tutto chiarito il meccanismo di transizione dal regime laminare a quello turbolento.

Usualmente il fenomeno viene diviso in svariate fasi:

- (1) amplificazione–esponenziale di disturbi infinitesimi linearizzati che generano onde di instabilità (ad es. le classiche onde di Tollmien-Schlichting);
- (2) successiva amplificazione non lineare;
- (3) saturazione della soluzione non lineare e comparsa delle strutture precorritrici del regime turbolento;
- (4) transizione al flusso turbolento completamente sviluppato.

Sovente la fase 1 è affiancata o sostituita dalla amplificazione non esponenziale di piccoli disturbi di ampiezza finita, nel qual caso il processo di transizione viene battezzato di by-pass.

La teoria lineare della stabilità consente di descrivere il fenomeno solo durante la prima fase del meccanismo di transizione.

Recentemente sono state sviluppate teorie lineari cosiddette non-modali che consentono di predire le strutture precorritrici della turbolenza ancora in ambito lineare, per le quali il meccanismo di amplificazione iniziale non è del tipo esponenziale (teoria della amplificazione non asintotica bensì transitoria dei disturbi).

Numerose e diverse sono le tecniche di simulazione numerica dei flussi turbolenti, in che possono essere raggruppate nelle seguenti classi **[Rif. 2]**:

- **Direct Numerical Simulation (DNS)** – in questa tecnica, il campo turbolento è risolto mediante la soluzione diretta delle equazioni di Navier-Stokes.

In linea di principio la simulazione diretta è la più accurata teoricamente, ma sicuramente è la più onerosa in termini di costo computazionale;

- **Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes (U-RANS)** – in questa tecnica si introduce la decomposizione del moto in campo medio e fluttuazione. Mediando opportunamente le equazioni e modellando i termini contenenti le fluttuazioni del campo, è possibile ottenere un sistema di equazioni in forma chiusa per cui la simulazione RANS (URANS nella versione non stazionaria) è certamente meno accurata della DNS, ma ha un costo computazionale minore;
- **Large-Eddy Simulation (LES)** – questa tecnica si pone come intermedia tra le due precedenti poiché mentre il moto su grande scala è simulato in modo diretto, il moto su piccola scala è modellato opportunamente.

1.2 Le scale della turbolenza

La distribuzione di vorticità è una delle caratteristiche più significative dei moti turbolenti. Infatti il regime turbolento è caratterizzato dalla evoluzione di grandi strutture vorticosi, solitamente indicate come strutture coerenti, di strutture intermedie e di piccoli vortici.

Le grosse strutture vorticosi dipendono dalle condizioni al contorno (in generale la presenza di parete), mentre le piccole strutture, come provato da Kolmogorov, hanno un comportamento universale che dipende solo dalla viscosità cinematica del fluido (ν) e dalla velocità di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta (ϵ) mentre, sicuramente, diverso è il comportamento delle strutture vorticosi intermedie.

La scala dimensionale di tali strutture, l_o , è paragonabile alle dimensioni macroscopiche del sistema, L , mentre la loro velocità, u_o , è confrontabile con la velocità U del moto.

Il numero di Reynolds (Re) basato sulle suddette grandezze, $Re = u_o l_o / \nu$, è dunque sufficientemente grande da poter considerare trascurabili gli effetti viscosi.

È lecito quindi ipotizzare che tali strutture si formano e si “rompono” in virtù di processi non dissipativi.

L'evoluzione del flusso turbolento [Rif. 1] è governata dal meccanismo di “cascata energetica” introdotto da Richardson. Secondo il suddetto meccanismo, le grandi strutture vorticosi sono instabili e rompendosi danno luogo a strutture vorticosi intermedie la cui instabilità produce strutture vorticosi ancora più piccole a cui trasferiscono l'energia.

Questo meccanismo è di natura non dissipativa e procede fino a che gli effetti viscosi rimangono trascurabili.

Alle scale più piccole, gli effetti viscosi non sono più trascurabili, il numero di Reynolds è piccolo, finalmente la viscosità dissipa l'energia cinetica fornita dalle grandi strutture vorticosi.

In altri termini, l'energia cinetica viene trasferita quasi interamente alle piccole scale, ove, per effetto della viscosità, viene trasformata in energia interna

Sebbene il meccanismo [Rif. 1] appena descritto sia semplice da comprendere, rimane tuttavia abbastanza qualitativo e molte questioni sono ancora da studiare e comprendere.

Kolmogorov diede una valenza quantitativa al modello proposto da Richardson, identificando, dunque, l'ordine di grandezza delle più piccole scale della turbolenza che oggi portano appunto il suo nome. Secondo Kolmogorov, per numeri di Reynolds elevati, il moto sulle piccole scale è isotropo, inoltre, statisticamente, il moto su piccole scale ha una forma universale funzione solo di ε e di ν , da cui scaturiscono le ipotesi di isotropia locale e la prima e seconda ipotesi di similitudine.

Ipotesi di isotropia locale (Kolmogorov) - *a numeri di Reynolds sufficientemente elevati, le scale più piccole del moto turbolento sono statisticamente isotrope.*

Il trasferimento di energia cinetica verso vortici sempre più piccoli e la dissipazione di energia alla fine di questa cascata, a causa della viscosità, sono i due fenomeni caratterizzanti i moti turbolenti.

Quindi due sono i parametri fondamentali e caratteristici : la velocità di dissipazione di energia cinetica turbolenta per unità di volume (ε) e la viscosità cinematica del fluido (ν).

Prima ipotesi di similitudine (Kolmogorov) - *in ogni moto turbolento, a valori sufficientemente elevati del numero di Reynolds, le grandezze statistiche alle scale più piccole del moto hanno un aspetto universale che dipende univocamente da ν e ε .*

Sotto queste ipotesi le scale di Kolmogorov di lunghezza, tempo e velocità risultano:

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} ; \quad \tau = \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} ; \quad u = (\varepsilon \nu)^{1/4} \quad (1.1)$$

Le strutture vorticosi di dimensioni confrontabili con la scala di Kolmogorov sono dunque responsabili della trasformazione di energia cinetica in energia interna.

Ricordiamo che la viscosità impedisce alle strutture vorticosi di raggiungere dimensioni inferiori alla scala di Kolmogorov.

Le (1.1) possono essere espresse in funzione del numero di Reynolds osservando che l'energia cinetica turbolenta ha ordine di grandezza u_o^2 , mentre, la scala temporale ha ordine di grandezza l_o/u_o , quindi, la velocità di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta è indipendente da u ed ha ordine di grandezza u_o^3/l_o :

$$\varepsilon \approx \frac{u_o^3}{l_o}$$

Sostituendo questa espressione nelle (1.1) si ottiene:

$$\eta/l_o \approx R_e^{-3/4}; \quad \tau/\tau_o = R_e^{-1/2}; \quad u/u_o \approx R_e^{-1/4} \quad (1.2)$$

Dalle (1.2) si comprende che, per elevati valori del numero di Reynolds, il tempo caratteristico associato alle strutture vorticosi coerenti è di gran lunga superiore a quello dei piccoli vortici. Sempre dalla (1.2) si osserva che, per numeri di Reynolds sufficientemente elevati, esiste una scala $l \gg \eta$, ove è lecito trascurare gli effetti dissipativi. Questa considerazione è alla base della seconda ipotesi di similitudine di Kolmogorov.

Seconda ipotesi di similitudine (Kolmogorov) - *in ogni moto turbolento, a valori sufficientemente elevati del numero di Reynolds, esiste un intervallo di lunghezze in cui le grandezze statistiche della turbolenza dipendono solo dalla velocità di dissipazione dell'energia turbolenta per unità di volume (ε).*

E' possibile identificare l'intervallo di equilibrio universale, dominato dalla viscosità e dalla velocità di dissipazione dell'energia, all'interno del quale esiste un intervallo dissipativo ed un

intervallo inerziale, ove gli effetti viscosi sono ancora trascurabili.

E' possibile identificare l'intervallo di equilibrio universale, dominato dalla viscosità e dalla velocità di dissipazione dell'energia, all'interno del quale esiste un intervallo dissipativo ed un intervallo inerziale, ove gli effetti viscosi sono ancora trascurabili.

Quanto detto è schematizzato in **Fig. 1**.

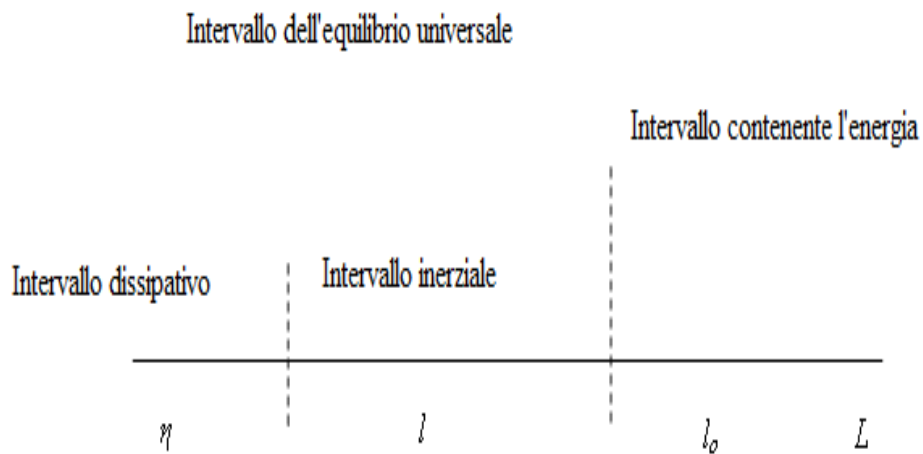


Figura 1a – Scale di turbolenza

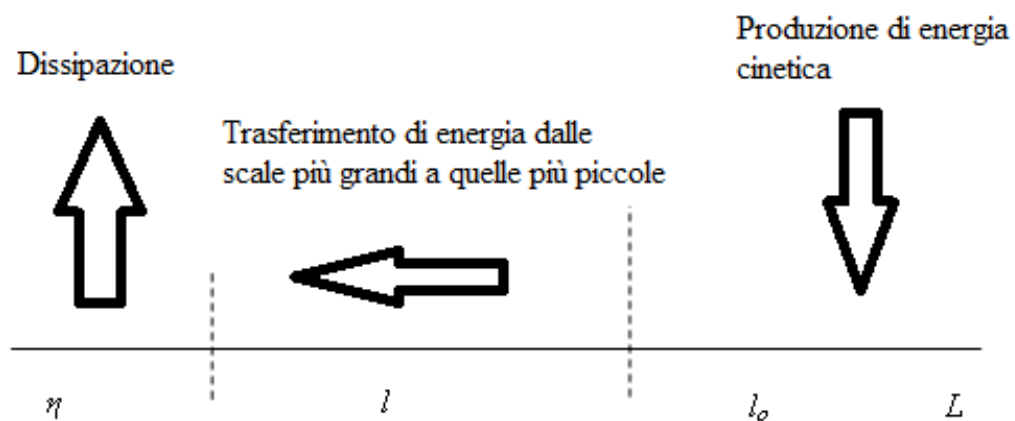


Figura 1b – Visualizzazione delle trasformazioni di energia cinetica turbolenta ai vari livelli di scale spaziali

Ricordiamo che L rappresenta la lunghezza caratteristica del problema mentre la η rappresenta la dimensione delle più piccole scale turbolente.

L'analisi svolta da Kolmogorov indica sostanzialmente che, il meccanismo con il quale le piccole strutture turbolente ereditano energia dalle più grosse strutture è un meccanismo “locale” nello spazio dei numeri d'onda ($k = 2\pi/l$), si parla dunque di distribuzione spettrale dell'energia cinetica turbolenta che, nell'intervallo inerziale, è espressa dalla cosiddetta “legge dei -5/3 di Kolmogorov” secondo la seguente espressione:

$$E(k) = k_o \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (1.3)$$

dove

k_o è la costante di Kolmogorov;

ε è la velocità di dissipazione;

k è il numero d'onda.

1.3 Descrizione statistica del campo turbolento

I flussi turbolenti [Rif. 1], rispetto a quelli laminari, sono caratterizzati da una componente *random* del moto e, come si è anche accennato in precedenza, da una moltitudine di scale spaziali e temporali. L'analisi del flusso turbolento richiede l'introduzione di strumenti matematici [Rif. 1].

Nell'analisi sperimentale dei flussi turbolenti vengono comunemente utilizzati gli operatori statistici di media quali media spaziale, temporale e media d'insieme.

L'approccio statistico considera la decomposizione del moto in moto medio e fluttuazione:

$$f(P, t) = \bar{f}_T(P, t) + f'(P, t) \quad (1.4)$$

L'operatore di media temporale è il più appropriato nel caso in cui si analizzi un campo turbolento statisticamente stazionario. Per una generica proprietà fisica del campo di moto, il valore medio nel tempo è dato dal seguente integrale:

$$\bar{f}_T(P) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f(P, t) dt \quad (1.5)$$

Analogamente, nel caso di turbolenza statisticamente omogenea, il valore medio spaziale è dato da:

$$\bar{f}_V(t) = \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} \iiint f(P, t) dV \quad (1.6)$$

Il caso più generale è quello in cui il flusso turbolento non presenta nessuna delle suddette caratteristiche. In tal caso, l'operatore di media più appropriato è la media d'insieme:

$$\bar{f}_N(P, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N f_n(P, t) \quad (1.7)$$

dove N è il numero degli esperimenti condotti.

Nella definizione (1.4) si fa riferimento ad un intervallo temporale che tende all'infinito, ciò naturalmente è irrealizzabile nella pratica sperimentale, tuttavia questo limite non costituisce un serio problema in quanto basta trovare un valore di T che sia sufficientemente più grande delle scale temporali delle fluttuazioni.

Infine, per molti fenomeni aleatori si può dimostrare che vale la proprietà di ergodicità. In base a questa proprietà, sotto le ipotesi di turbolenza stazionaria ed omogenea, è possibile dimostrare che gli operatori di media temporale e spaziale coincidono con quello di media statistica. L'operatore di media introdotto gode di alcune proprietà notevoli.

In primo luogo si deve osservare che tale operatore è lineare, dunque, se a e b sono due costanti, g ed f due funzioni random, allora vale:

$$\overline{(af + bg)} = a\bar{f} + b\bar{g} \quad (1.8)$$

Come conseguenza di questa importante proprietà, l'operatore di media commuta con tutti gli operatori lineari, dunque, la media della derivata è pari alla derivata della media:

$$\overline{\frac{\partial f}{\partial x}} = \frac{\partial}{\partial x} \bar{f} \quad (1.9)$$

L'operatore di media non commuta con gli operatori non lineari, ciò implica che la media del prodotto non è pari al prodotto delle medie:

$$\overline{f \cdot g} \neq \bar{f} \cdot \bar{g} \quad (1.10)$$

In fine, un'importante proprietà che discende dalla definizione della componente fluttuante è la seguente:

$$\overline{f'} = 0 \quad (1.11)$$

quindi, il valor medio statistico della fluttuazione è nullo.

1.4 Il modello di Reynolds e il modello di Navier-Stokes

Il problema di risolvere le equazioni di Reynolds in luogo delle equazioni di Navier-Stokes, non comporta alcuna complessità concettuale aggiuntiva.

In estrema sintesi, le equazioni di Reynolds differiscono dalle equazioni di Navier-Stokes per due aspetti: uno di carattere formale ed uno di carattere concettuale.

Da un punto di visto formale bisogna considerare, in luogo del coefficiente di viscosità molecolare, il coefficiente di viscosità effettivo somma dei contributi molecolare e turbolento;

$$\mu_{eff} = \mu_T + \mu \quad (1.12)$$

Per quanto riguarda le differenze di carattere concettuale, c'è da osservare che, mentre le equazioni di Navier-Stokes forniscono la determinazione del campo di velocità, le equazioni RANS si limitano a fornire il valore medio del campo.

Dunque, sulla base di queste considerazioni, le equazioni del moto medio diventano:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} &= 0 \\ \rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) &= - \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{p} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.13)$$

La discretizzazione di queste equazioni è perfettamente identica a quella delle equazioni di Navier - Stokes.

Nel seguito, per comodità, si ometterà la barretta sulle componenti della velocità e pressione, tenendo presente che ci si riferisce comunque al campo medio per tutte le considerazioni sia fisiche che numeriche, salvo esplicita dichiarazione.

1.5 Le equazioni di Reynolds

Nella presente tesi le simulazioni numeriche sono state eseguite adottando la formulazione RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) delle equazioni della fluidodinamica [Rif. 1-2].

Con riferimento al flusso incompressibile le equazioni di Navier-Stokes si presentano come segue:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} &= 0 \\ \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) &= -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \end{aligned} \quad (1.14)$$

Applicando la decomposizione di Reynolds, le equazioni di Navier-Stokes, mediate secondo gli operatori introdotti, assumono il nome di equazioni RANS (Reynolds Average Navier-Stokes).

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} &= 0 \\ \rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} - \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_i u'_j}) + \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \end{aligned} \quad (1.15)$$

Le (1.15) sono formalmente analoghe alle (1.14), tuttavia, nelle (1.15), compare un tensore simmetrico addizionale (*tensore di Reynolds*).

Le componenti del tensore di Reynolds rappresentano un termine di flusso aggiuntivo responsabile della diffusione turbolenta. Le (1.15) costituiscono un sistema equazioni necessarie, ma non sufficienti, alla determinazione del moto medio, che introduce il classico problema della *chiusura* delle RANS.

In altri termini, nelle ipotesi di flusso qui considerato (incompressibile e isoterma, per cui non è stata coinvolta l'equazione dell'energia), il solo termine che contiene le quantità di fluttuazione è rappresentato dal tensore di Reynolds, che, per consentire la chiusura del problema (1.15), deve essere modellato mediante una relazione che coinvolga le componenti del moto medio.

Sono disponibili un'ampia gamma di modelli di chiusura per il tensore di Reynolds, quali i modelli algebrici, il modello κ - ε , il modello κ - ω , il modello di Spalart-Allmaras, etc.

La presenza del tensore di Reynolds complica notevolmente le equazioni del moto, modificando radicalmente la fisica del problema, poiché al flusso convettivo e diffusivo di quantità di moto, si aggiunge il flusso turbolento. In generale, in regime turbolento i flussi di energia, quantità di moto e calore sono più intensi di quelli che si hanno in regime laminare.

Concludendo, la modellistica delle equazioni RANS si basa sull'ipotesi di Boussinesq secondo cui il tensore di Reynolds è legato linearmente al gradiente simmetrico della velocità media attraverso un coefficiente scalare che svolge il ruolo di “viscosità turbolenta”.

Secondo l'ipotesi di Boussinesq si perviene alla seguente scrittura:

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = -\frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} + \mu_T \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.16)$$

Il primo termine a secondo membro della (1.16) è un tensore isotropo nel quale figura l'energia cinetica turbolenta, definita come:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (1.17)$$

Il secondo termine a secondo membro è un tensore a traccia nulla.

Sostituendo la (1.16) nelle equazioni di Reynolds, otteniamo:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} &= 0 \\ \rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) &= -\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{P}) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right]\end{aligned}\tag{1.18}$$

Si osservi che nella (1.18) la funzione P può essere tanto la pressione, quanto la somma tra pressione ed energia cinetica turbolenta, mentre il coefficiente effettivo di viscosità è dato dalla somma della viscosità molecolare e della viscosità turbolenta:

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_T\tag{1.19}$$

Ricordiamo che formalmente le equazioni di Reynolds sono equivalenti alle equazioni di Navier-Stokes, ma esistono profonde differenze tra i due modelli matematici.

La prima è che le equazioni di Reynolds consentono di determinare il moto medio, mentre le Navier-Stokes consentono di determinare il valore istantaneo locale della velocità.

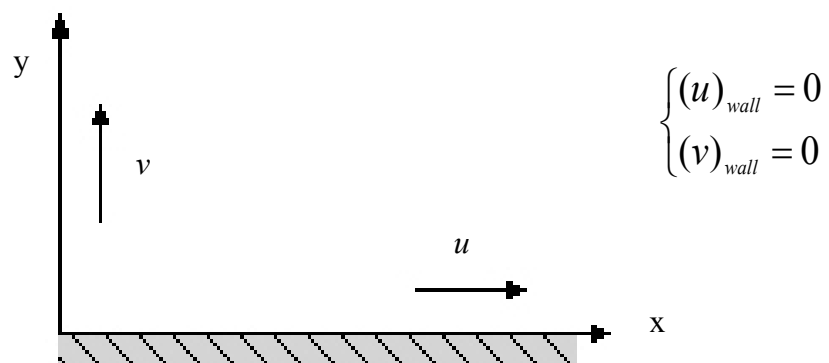
La seconda differenza sostanziale è che il coefficiente di viscosità, nelle RANS, tiene conto anche della viscosità turbolenta.

Dunque l'ipotesi di Boussinesq garantisce la chiusura del modello, ma è importante sottolineare che la viscosità turbolenta non è un parametro di stato come la viscosità cinematica ma è una proprietà statistica del campo di moto.

1.6 Condizioni al contorno

L'assegnazione delle condizioni al contorno costituisce un passo fondamentale nella risoluzione delle equazioni poiché caratterizza la fisica del problema che si intende analizzare.

Per la simulazione fluidodinamica [Rif. 2-5] di un campo viscoso, la condizione di no-slip flow, valida nell'ipotesi del continuo, è la più naturale da imporre su di una parete. Per pareti impermeabili le condizioni di no-slip flow si scrivono:



$$\begin{cases} (u)_{wall} = 0 \\ (v)_{wall} = 0 \end{cases}$$

Figura 2 – Condizioni di no-slip flow e di impermeabilità

La modellazione delle condizioni di inflow non comportano particolari difficoltà.

In **Fig. 3** è riportato un esempio di condizione di inflow nel caso di plug flow, con profilo di velocità piatto. Naturalmente, a seconda della convenienza, possono essere assunti diversi profili di velocità.



Figura 3 - Esempio di condizione di inflow

Il problema maggiore si ha nella sezione di outflow, in primo luogo perché spesso non possiamo fare alcuna previsione sulle condizioni di uscita del fluido dal dominio computazionale, ed in secondo luogo in quanto occorre imporre condizioni al contorno tali da non provocare effetti di riflessione delle onde di pressione. In moti subsonici, in generale, la condizioni di outflow prescrive il valore di pressione regnante nell'ambiente di uscita. La velocità nella sezione di uscita è, in questa circostanza, una incognita del problema e come tale è determinata dalla simulazione.

Nel caso di domini aperti occorrerebbe imporre le condizioni asintotiche all'infinito. Poiché, però, di fatto il dominio computazionale è di dimensioni limitate, una strategia consiste nel posizionare le frontiere di tipo outflow quanto più lontano possibile dalla regione di inflow.

In particolare, comunemente si ipotizza che la portata entrante nel dominio computazionale sia pari alla portata uscente e distribuita uniformemente nella sezione di outflow.

Laddove fosse necessario, onde evitare il fenomeno della riflessione delle onde in prossimità della sezione di uscita del dominio computazionale finito, è necessario fare ricorso a opportuni schemi numerici non-riflettenti che consentono la espulsione delle onde dal dominio.

In **Fig. 4** è riportato un esempio di condizione di outflow.

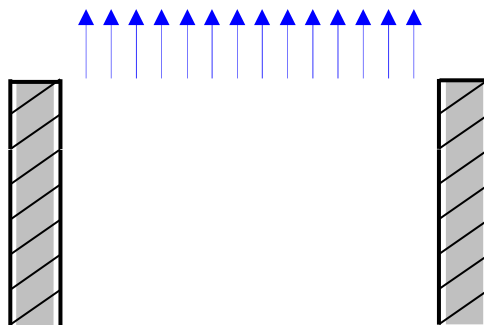


Figura 4 – Esempio di condizione di out flow

Definite le condizioni al contorno e/o iniziali la risoluzione del campo turbolento, mediante le RANS, non differisce molto dalla risoluzione delle equazioni di Navier-Stokes.

La differenza sostanziale, come già detto, consiste nel definire una viscosità effettiva, somma della viscosità molecolare e turbolenta.

La modellazione di queste quantità rientra nel cosiddetto problema di chiusura delle equazioni.

2 Modelli di turbolenza

2.1 Introduzione

Ci sono diversi tipi di modelli che trattano in maniera diversa il problema della chiusura [Rif. 2-5,7], in particolare abbiamo :

- modelli algebrici (ad es. il modello basato sulla lunghezza di mescolamento di Prandtl);
- modelli ad una equazione, basati sull'equazione di trasporto in termini di energia cinetica turbolenta;
- modelli a due equazioni basati su due equazioni di trasporto, una per l'energia cinetica e l'altra per la sua dissipazione,
- modelli basati sul tensore degli stress di Reynolds.

I modelli di turbolenza [Rif. 7] più diffusi sono basati sull'ipotesi di Boussinesq.

Questi propongono un modello per gli sforzi turbolenti, nell'ipotesi di turbolenza sviluppata ad alti numeri di Reynolds, con convezione e diffusione trascurabili, mentre produzione e dissipazione degli sforzi di Reynolds sono in equilibrio.

Nei modelli a 1 o 2 equazioni invece, la viscosità turbolenta viene determinata in funzione di quantità turbolente (per es. l'energia turbolenta) per le quali è necessario risolvere delle equazioni di trasporto-diffusione dove la viscosità assume il compito di trasferire informazioni dal campo turbolento a quello medio.

I modelli basati su questa ipotesi cadono in difetto trattando :

correnti con rapide variazioni del tensore velocità di deformazione medio;

correnti su superfici curve;

correnti fortemente rotatorie;

correnti fortemente tridimensionali;

correnti con separazione dello strato limite.

Uno dei modelli più utilizzati è il modello $k-\varepsilon$ [Rif. 7] che utilizza equazioni differenziali per calcolare la k (energia cinetica della turbolenza) e la ε (velocità di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta).

Numerosi versioni del modello $k-\varepsilon$ sono stati proposti e differiscono essenzialmente per il valore e numero delle costanti empiriche.

Molto delicato è in ogni caso il trattamento dei termini di trasporto e produzione della velocità di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta.

2.2 Modello DNS (*Direct Numerical Simulation*)

Per risolvere in modo diretto le equazioni del moto occorre discretizzare il dominio di calcolo, scegliendo, in maniera opportuna, le dimensioni degli steps temporali e degli intervalli spaziali.

Nasce la necessità di discretizzare il dominio spazio-temporale in un numero ragionevolmente limitato di variabili, in grado, comunque, di descrivere in maniera accurata il campo di moto.

E' evidente che le maglie del dominio devono essere più piccole della scala delle strutture significative da risolvere; uno stesso discorso è applicabile agli steps temporali che devono essere sufficientemente piccoli per seguire le evoluzioni delle varie grandezze.

Da quanto su esposto si evince agevolmente la necessità di computer in grado di trattare con accettabile velocità enormi quantità di dati.

Ciò pone equivalentemente il bisogno di impiegare schemi numerici altamente efficienti e stabili.

2.3 Modello LES (*Large Eddy Simulation*)

L'esistenza di livelli spaziali, in cui le caratteristiche della turbolenza non dipendono dal problema in esame ma solo da alcune grandezze caratteristiche del moto, ha costituito lo spunto per la nascita di un nuovo tipo di simulazioni: le Large Eddy Simulation (LES).

Tale termine può essere tradotto liberamente in simulazioni a grandi vortici. L'intento dell'approccio è quello di simulare solo le strutture di larga scala e di modellare quelle più piccole prossime alla scala dissipative di Kolmogorov in quanto universali.

Tutto ciò può essere ottenuto tramite un filtraggio spaziale di una generica grandezza in un intorno di un fissato punto all'istante considerato.

La differenza tra la determinazione della grandezza ed il suo valore filtrato è la componente non filtrata o irrisolta.

L'effetto del filtro è quello di far scomparire i dettagli superiori ad una certa lunghezza d'onda pur conservandone gli effetti di grande scala. I filtri utilizzati maggiormente sono quelli più comuni : filtro passa- basso, Gaussiano ecc.

E' fondamentale scegliere la larghezza del filtro in modo che ricada nell'intervallo inerziale determinato dallo specifico problema, d'altronde, valori troppo piccoli della larghezza farebbero divenire la LES una DNS.

2.4 Modello RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*)

L'operazione di filtraggio può essere effettuata anche rispetto al tempo oltre che nello spazio. Si può, infatti, scomporre la determinazione della generica grandezza ad un dato istante ed in un dato punto in due aliquote: una è la sua componente mediata nel tempo in quel punto e l'altra la fluttuazione istantanea in quello stesso punto.

La scomposizione descritta in breve fu proposta da Reynolds (1894). I modelli che si basano su essa richiedono l'esistenza di condizioni statisticamente stazionarie.

Nel caso di transitori, è possibile utilizzarli solo nei casi in cui le scale temporali del transitorio siano nettamente separate dalle scale temporali turbolente propriamente dette.

Esistono problemi, come ad esempio quello in cui c'è un forzamento periodico ad alta frequenza, in cui la decomposizione di Reynolds non è applicabile. In tali casi è inevitabile il ricorso a filtri basati su medie temporali.

Il filtraggio delle equazioni di trasporto della massa, della quantità di moto e dell'energia a seguito della scomposizione di Reynolds porta alla scrittura delle equazioni del moto in forma RANS (*Reynolds Averaged Navier Stokes*).

In analogia con quanto accade per le LES, c'è un problema di chiusura per queste equazioni, che viene risolto con la scrittura degli sforzi ed dei flussi termici in funzione delle componenti risolte del campo di moto sotto particolari ipotesi.

2.4.1 Modello Spalart-Allmaras

Il modello Spalart-Allmaras è relativamente semplice e consta di una sola equazione di trasporto aggiuntiva per la viscosità che differisce dalla viscosità cinematica turbolenta esclusivamente in prossimità della parete.

L'equazione di trasporto per la viscosità è data:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{v}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \bar{v} u_i) = G_v + \frac{1}{\sigma_{\bar{v}}} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \rho \bar{v}) \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_j} \right] + C_{b2} \rho \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x_j} \right)^2 \right\} - Y_v$$

dove G_v è il termine di produzione di viscosità turbolenta e Y_v è il termine di dissipazione di viscosità turbolenta.

Il termine di produzione G_v viene modellato come segue:

$$G_v = C_{b1} \rho \tilde{S} \bar{v} \quad \nu_t = \bar{v} f_{v1}$$

$$\tilde{S} = S + \frac{\bar{v}}{k^2 d^2} \cdot f_{v2} \quad f_{v2} = 1 - \frac{X}{1 + X f_{v1}} \quad f_{v1} = \frac{X^3}{X^3 + C_{v1}^3} \quad X = \frac{\bar{v}}{\nu}$$

$$S = \sqrt{2 \Omega_{ij} \Omega_{ij}} \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

Il termine di dissipazione di viscosità turbolenta Y_v viene modellato come segue:

$$Y_v = C_{w1} \rho f_w \left(\frac{\bar{v}}{d} \right)^2$$

$$f_w = g \left(\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right)^{\frac{1}{6}} \quad g = r + C_{w2} (r^6 - r) \quad r = \frac{\bar{v}}{\tilde{S} k^2 d^2}$$

Le costanti caratterizzanti il modello derivano da considerazioni statistiche e/o empiriche, riportiamo i valori di seguito:

$$\begin{array}{llll} C_{b1} = 0.1355 & & C_{v1} = 7.1 & k = 0.04187 \\ C_{w1} = \frac{C_{b1}}{k^2} + \frac{1 + C_{b2}}{\sigma_{\bar{v}}} & \sigma_{\bar{v}} = \frac{2}{3} & C_{w2} = 0.3 & C_{w3} = 2.0 \end{array}$$

Questo modello perde di accuratezza in presenza di flusso separato e risulta inadeguato all'analisi di getti.

2.4.2 Modello $k-\varepsilon$

In questo modello si scrive un'equazione di trasporto per ε , ma essa non è un'equazione esatta di bilancio, in quanto quest'ultima poco si presterebbe a tecniche numeriche di calcolo.

Per questo se ne fornisce una semiempirica in cui i termini dell'equazione di bilancio sono affetti da coefficienti di peso ricavati sperimentalmente e/o simulati direttamente.

Il modello $k-\varepsilon$ fu inizialmente proposto da un gruppo di ricercatori dell'Imperial College di Londra [Launder e Spalding , 1972] e, successivamente, si è evoluto in numerose varianti. Si parte quindi con la formulazione denominata $k-\varepsilon$ standard, rappresentata dalle seguenti equazioni:

- equazione in termini di *energia cinetica turbolenta*

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k$$

- equazione in termini di *velocità di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta*

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \left(\frac{\varepsilon^2}{k} \right) + S_\varepsilon$$

dove

$$k = \overline{\frac{u_i u_i}{2}}$$

rappresenta l'energia cinetica turbolenta, mentre

$$\varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}$$

rappresenta la velocità di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta.

Inoltre σ_k , σ_ε , $C_{1\varepsilon}$, e $C_{2\varepsilon}$ sono costanti empiriche ottenute con una giudiziosa miscela di considerazioni analitiche confrontate con risultati sperimentali per un vasto numero di problemi.

Una delle sue varianti è rappresentata dal modello RNG (Renormalization Group) che si avvale di una formulazione analitica del numero di Prandtl turbolento mentre la versione standard prevede un valore costante.

Tale formulazione si basa sulla complessa e robusta teoria matematica dei gruppi di rinormalizzazione che fu utilizzata in principio nella fisica quantistica da K. Wilson, M. Fisher ed altri. Per capire in che modo questa teoria interviene nello studio della turbolenza, bisogna distinguere due approcci tra gli studi teorici sulla struttura universale della turbolenza.

Da un lato c'è un'ampia raccolta di modelli fenomenologici che, tentando di realizzare l'accordo con i risultati sperimentali, ha portato alla comprensione di importanti aspetti delle proprietà della cascata di energia introdotta da Kolmogorov. Dall'altra parte si è cercato di interpretare le scale più piccole della turbolenza a partire dall'equazioni di Navier.

Da una intuizione di Richardson si è compreso che le caratteristiche turbolente non dipendono tanto dal campo di moto ma dalle differenze tra i vettori velocità in due generici punti del campo di moto. La versione standard è valida per flussi pienamente turbolenti poiché quella RNG tiene meglio conto degli effetti di rapide deformazioni e/o curvature delle linee di flusso, il vantaggio ulteriore è rappresentato dalla possibilità della sua estensione alle regioni laminari di parete in quanto la parametrizzazione del termine di produzione di ε tiene conto, per quanto detto, implicitamente della accresciuta dissipazione associata a queste zone.

I vantaggi derivano dal fatto che il modello RNG utilizza la seguente relazione differenziale per legare la viscosità turbolenta a k ed ε :

$$d\left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon \mu}}\right) = 1.72 \cdot \frac{\hat{\nu}}{\sqrt{\hat{\nu}^3 - 1 + C_\nu}} d\hat{\nu}$$

dove

$$\hat{\nu} = \frac{\mu_{eff}}{\mu} \quad C_\nu \cong 100.$$

Quindi, mentre il modello standard è tipicamente un modello “high Reynolds”, il modello RNG prevede per la viscosità una espressione di derivazione analitica che tiene conto degli effetti dei bassi numeri di Reynolds.

L'idea di base consiste in una nuova formulazione dell'equazione di governo per ε , differente dalla formulazioni precedenti ed è data dalla seguente espressione:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \left(\frac{\varepsilon^2}{k} \right) - R_\varepsilon + S_\varepsilon$$

La versione più recente del modello di turbolenza $k-\varepsilon$ è denominata Realizable. Il termine è usato per sottolineare che il modello soddisfa dei requisiti matematici per cui gli stress di Reynolds, rappresentanti i veri attori della turbolenza, sono risolti con una formulazione in buon accordo con la complessa fisica dei flussi turbolenti secondo la seguente espressione

$$\overline{u^2} = \frac{2}{3} k - 2\nu_t \frac{\partial U}{\partial x}$$

con

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \text{dove} \quad C_\mu = \frac{1}{A_o + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}}$$

applicabile a flussi incomprimibili.

Quest'ultima formulazione del modello è idonea a predire con buona approssimazione l'apertura del getto piano (Spreading)

L'equazione di governo per k è data

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k$$

Mentre l'equazione di governo per ε è data da

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S \varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon$$

Formalmente le equazioni sono identiche alla versione standard ad eccezione del valore delle costanti.

In **Tab. 1**, riportiamo i valori delle costanti empiriche per le varianti del modello di turbolenza $k-\varepsilon$.

**Tabella 1 - Costanti empiriche delle varianti
del Modello di Turbolenza $k-\varepsilon$**

Modello di Turbolenza	Costanti empiriche				
	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	C_μ	σ_ε	σ_k
STD	1.44	1.92	0.09	1.3	1.0
RNG	1.42	1.68	0.0845	-	-
Realizable	1.44	-	-	1.2	1.0

Concludendo, il modello $k-\varepsilon$ ha avuto innumerevoli applicazioni ed è oggi implementato in tutti i codici termo fluidodinamici commerciali in grado di trattare fluidi in moto turbolento.

Ci sono pochi dubbi che, fra i modelli basati su medie temporali, esso sia il miglior compromesso fra generalità, accuratezza dei risultati, semplicità di implementazione e stabilità computazionale.

La variante Realizable è stata utilizzata, nel presente lavoro, per lo sviluppo delle simulazioni numeriche, implementate mediante il software commerciale “FLUENT”.

3 L'attuatore a getto ed applicazioni

3.1 Applicazioni

I sistemi di controllo del flusso [Rif. 8-9] rappresentano una tecnologia ad alto impatto economico ed è ritenuta strategica dalla principali industrie aerospaziali che stanno studiando nuovi sistemi che siano capaci di ottimizzare il dispendio di energia.

Le necessità di operare un controllo del flusso aerodinamico sono molteplici: dall'esigenza di ridurre la resistenza aerodinamica, al desiderio di controllare la separazione dello strato limite, alla necessità di incrementare il rapporto portanza-resistenza (efficienza aerodinamica), alla necessità di aumentare la manovrabilità del velivolo, alla riduzione del rumore, alla recente necessità di ridurre gli inquinati emessi dai processi di combustione.

Per sistema di controllo del flusso s'intende ogni processo o meccanismo mediante il quale è possibile modificare il campo di moto che si svilupperebbe, in modo naturale, in assenza di sistemi di controllo.

L'idea di controllare il flusso è radicata nelle origini dell'aerodinamica, basti pensare che Prandtl, nelle sue pubblicazioni sullo strato limite, descriveva il fenomeno di separazione e la possibilità di controllare tale fenomeno mediante sistemi di suzione in grado di aspirare le regioni esauste dello strato limite.

La seconda guerra mondiale diede un notevole slancio allo sviluppo delle tecniche di controllo del flusso aerodinamico. In questi anni, dai progressi compiuti in campo propulsivo, nacque l'esigenza di ridurre la resistenza aerodinamica dei velivoli militari e civili.

La NACA impegnò una vasta campagna di ricerca sperimentale che portò alla definizione dei profili laminari caratterizzati da deflusso laminare fino al 60 % della corda.

La crisi energetica del 1973 ripropose la questione della riduzione della resistenza aerodinamica, le agenzie governative e le industrie private investirono ingenti fondi nella ricerca di sistemi di riduzione della resistenza aerodinamica. Durante tale periodo, lo sviluppo dei sistemi di calcolo automatico e l'implementazioni di nuove tecniche sperimentali hanno reso possibile l'analisi di complessi campi di moto.

A partire dagli anni '90, nuovi e più sofisticati sistemi di controllo del flusso aerodinamico sono stati sviluppati per controllare le strutture vorticose coerenti.

Negli ultimi anni, notevoli progressi sono stati compiuti per quanto riguarda lo sviluppo dei MEMS (Micro Electro Mechanical Systems). In particolare molto è stato fatto per cercare di capire in che modo sia possibile controllare i flussi mediante l'utilizzo di tali micro dispositivi.

Le tecniche di miniaturizzazione hanno consentito di realizzare numerosi dispositivi elettromeccanici utilizzando circuiti integrati e componenti meccanici che offrono una grande opportunità di migliorare il controllo e la diagnostica dei flussi.

I MEMS, caratterizzati da un basso consumo energetico ed un basso costo, possono essere integrati su ampie superfici, formando, in tal modo, una matrice di microattuatori o micro sensori dalle grandi potenzialità. Alla famiglia dei MEMS appartengono sistemi quali i micro sensori, le micro turbine, le micro pompe ed i micro attuatori elettrostatici, magnetici o pneumatici.

Le tecniche di controllo del flusso si dividono in attive e passive, in particolare si parla di controllo passivo quando al fluido non è ceduta energia da parte dei dispositivi di controllo, diversamente, se al fluido viene ceduta energia, il controllo sarà detto attivo. A sua volta, il controllo attivo del flusso aerodinamico si divide in controllo prefissato e controllo interattivo. Nel primo caso, il controllo non dipende dalle variazioni delle caratteristiche del campo di moto. Nel secondo caso, l'energia che il sistema di controllo cede al fluido è continuamente regolata mediante un meccanismo di controllo che può essere di tipo feedback, vedi **Fig. 6**.

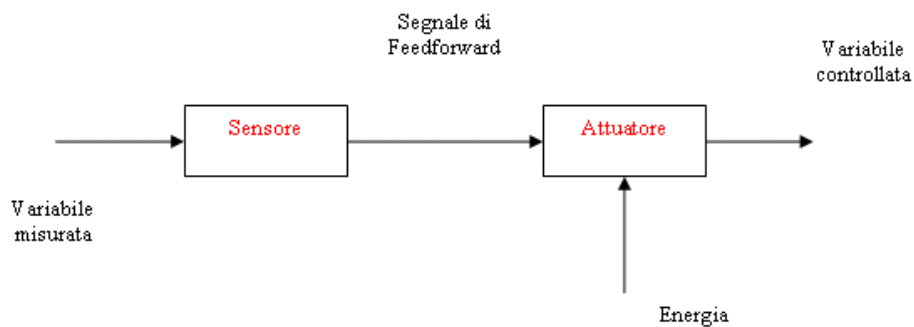


Figura 5 – Controllo interattivo feedforward

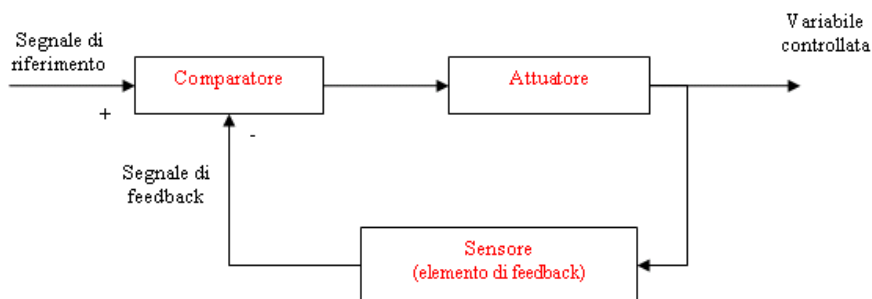


Figura 6 – Controllo interattivo feedback

La differenza tra i due schemi di controllo è notevole. Nel controllo feedforward la variabile misurata e quella da misurare possono differire.

Nel controllo feedback la variabile da controllare coincide con la variabile misurata.

Un sensore effettua una misura della variabile da controllare e fornisce un segnale che viene comparato con un segnale di riferimento.

Il risultato della comparazione costituisce il segnale d'input dell'attuatore.

3.2 Attuatore a getto sintetico

L'attuatore a getto sintetico [Rif. 10-12] appartiene alla classe dei sistemi di controllo attivo. Numerose ricerche, sia di carattere sperimentale che numerico, hanno dimostrato la buona capacità di questo tipo di attuatore di funzionare come dispositivo di controllo del flusso.

La caratteristica principale dei getti sintetici sta nel fatto che non necessitano di fluido aggiuntivo per formarsi poiché il fluido che l'attuatore, sistema cavità – membrana, utilizza per formare il getto sintetico proviene dalla regione esterna alla cavità.

Uno schema di principio dell'attuatore è riportato in **Fig. 7**.

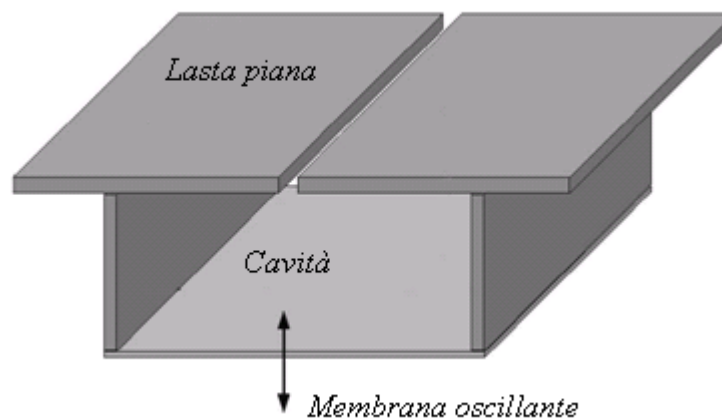


Figura 7 – Micro attuatore di flow control a getto sintetico

L'attuatore si compone essenzialmente di una membrana oscillante alloggiata in una cavità.

Le oscillazioni della membrana, dovute all'eccitazione di un piezoelettrico, producono una struttura vorticoso nella zona esterna, che, evolvendo, può formare un treno di vortici accoppiati (vortex train), i quali, destabilizzandosi, producono un getto sintetico con caratteristiche turbolente, vedi **Fig. 8**.

Il getto è detto sintetico poiché non è dovuto ad un flusso di massa netto ma all'instabilità dei vortici che costituiscono il vortex train.

Il dispositivo presentato è particolare poiché la portata netta di fluido attraverso l'ugello, in un periodo di oscillazione della membrana, è zero.

Al fluido esterno, in un periodo di oscillazione, viene ceduta solo quantità di moto ed energia.

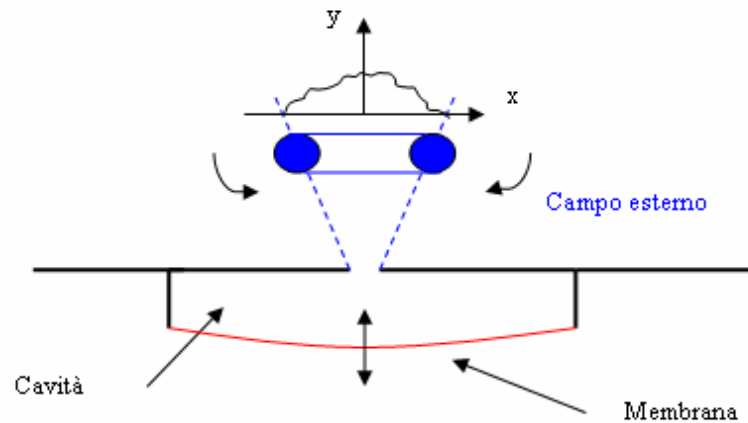


Figura 8 – Formazione del getto sintetico

Con riferimento ad un getto che evolve in un ambiente quiescente, possiamo ricondurre il meccanismo di formazione del getto sintetico alla formazione e successiva rottura, di un treno di vortici controrotanti (vortex pair).

Infatti in un periodo di oscillazione della membrana si possono distinguere due fasi: fase di iniezione (Blowing phase) e fase di suzione (Suction phase).

Durante l'iniezione si produce una coppia di vortici controrotanti accoppiati (vortex pair) sul bordo d'uscita dell'ugello che mette in comunicazione la cavità con l'ambiente esterno.

La formazione del vortex pair è un meccanismo strettamente correlato al numero di Strouhal che deve essere sufficientemente minore dell'unità affinché l'inerzia del vortice superi gli effetti instazionari che tendono a distruggere il vortice stesso.

In altre parole, il sistema vorticoso evolve in un getto sintetico solo se è in grado di resistere alla tendenza all'aspirazione prodotta durante la successiva fase di suzione (Suction phase).

Le strutture vorticoso resistenti alla tendenza all'ingestione da parte della cavità destabilizzandosi, producono un getto sintetico turbolento. L'inversione periodica della direzione del flusso lungo la centerline porta alla formazione di un "Saddle Point". Questo punto ha la proprietà notevole di separare la zona dove il flusso è aspirato, durante la fase di suzione, da quella più a valle dove il flusso è costantemente in direzione uscente. Queste caratteristiche, oltre alle scale spaziali e temporali tipiche dei vortici che formano il getto, possono essere variate cambiando l'ampiezza e il periodo di oscillazione della membrana.

L'interazione di un getto sintetico con un cross flow [Rif. 13] può portare ad una variazione della direzione delle linee di corrente in prossimità dell'ugello e, di conseguenza, indurre una modifica virtuale (Virtual Shaping) della forma della superficie su cui è montato l'attuatore di getto sintetico. Quindi tra le numerose applicazioni industriali, il controllo dello strato limite [Rif. 14] è di forte interesse per applicazioni di carattere aerodinamico poiché modifica la distribuzione di pressione di una superficie alare.

Smith ha mostrato che il dispositivo può anche essere impiegato per indirizzare secondo una direzione prefissata un altro getto adiacente, sia esso convenzionale continuo o anch'esso sintetico. Tale applicazione è usualmente denominata "jet vectoring" [Rif. 15-17].

Amitay dimostrò che è possibile utilizzare gli attuatori di getto sintetico per ritardare la separazione dello strato limite ed aumentare l'efficienza aerodinamica dei profili posti a vari angoli d'attacco.

Nel presente lavoro è stato evidenziato l'utilizzo dell'attuatore a getto sintetico per il raffreddamento di un sistema elettronico **[Rif. 18-34]**.

Sono state sviluppate simulazioni numeriche per la formazione del getto continuo che si sviluppa in un ambiente inizialmente quiescente.

Successivamente è stato studiato il meccanismo di scambio termico che governa l'incidenza di un getto su una superficie calda.

In particolare sono state sviluppate una serie di simulazioni per l'individuazione di una metodologia di progettazione dell'attuatore a getto sintetico **[Rif. 12, 35-36]**. Effettuata la validazione dei risultati mediante confronto con risultati analitici e/o sperimentali, sono state sviluppate simulazioni numeriche **[Rif. 21]** di un :

- getto sintetico turbolento incidente su una superficie calda

per la valutazione dell'andamento del numero di Nusselt (Nu) che governa le problematiche di scambio termico. In particolare sono state sviluppate simulazioni per le seguenti valutazioni :

- Nusselt lungo x , fissato H/d , per diversi numeri di Re ;
- Nusselt lungo x , fissato Re , per diversi H/d .

dove con H si denota la distanza ugello-lastra, e con d l'apertura dell'ugello (che nella presente applicazione ha una sezione di uscita rettangolare di ampiezza d tanto sottile, da consentire l'adozione di una modellistica bidimensionale).

Le simulazioni sviluppate sono del tipo U-RANS 2D per flusso incompressibile e sono state eseguite in ambiente FLUENT implementando il modello di turbolenza $k-\varepsilon$ la cui genesi e le cui proprietà sono state illustrate nei precedenti paragrafi.

Allo scopo di semplificare la condizione al contorno da imporre nella sezione di uscita dell'ugello, che più realisticamente può emergere considerando il campo di moto all'interno della cavità dell'attuatore, dove è alloggiata la membrana oscillante, è stato anche direttamente imposto un profilo di velocità variabile sinusoidalmente nel tempo con la frequenza di esercizio dell'attuatore.

La progettazione dell'attuatore a getto sintetico, che sarà oggetto del capitolo 4 della presente tesi, è stata coadiuvata da una serie di simulazioni numeriche, qui di seguito presentate, aventi per oggetto l'individuazione del modello di turbolenza più idoneo alla risoluzione del campo di moto, le quali sono state effettuate preliminarmente per un getto continuo piano equivalente, caratterizzato cioè da un uguale numero di Reynolds opportunamente definito.

Il confronto tra i modelli di turbolenza **[Rif. 7]** è effettuato in termini di apertura del getto (Spreading) e di decadimento della velocità lungo l'asse del getto (Decay of the Velocity).

Gli strumenti di confronto sono, dunque, offerti dalle seguenti proprietà teorica del getto piano **[Rif. 1]**:

- variazione lineare di $x_{1/2}(y)$, cioè $dx_{1/2}/dy = S$ dove lo Spreading Rate S è costante ed è pari 0.10. Qui y e x denotano rispettivamente la coordinata assiale e quella laterale del getto; $x_{1/2}(y)$ denota il valore della coordinata laterale dove la componente assiale di velocità dimezza il suo valore rispetto a quello sull'asse di simmetria allo stesso valore di y .

Dall'analisi degli andamenti di **Fig. 9** è evidente che l'impiego del modello di turbolenza $k-\varepsilon$ fornisce un migliore accordo con la teoria rispetto al modello di Spalart Allmaras.

In particolare, la versione *Realizable* del modello di turbolenza $k-\varepsilon$ migliora il confronto soprattutto per la predizione dell'apertura del getto (Spreading).

Come sviluppo futuro, sarebbe possibile ripetere le simulazioni numeriche, ivi presentate, implementando ulteriori metodi di turbolenza quali ad esempio il modello $k-\omega$ e/o il modello di turbolenza SST (*Shear Stress Transport*).

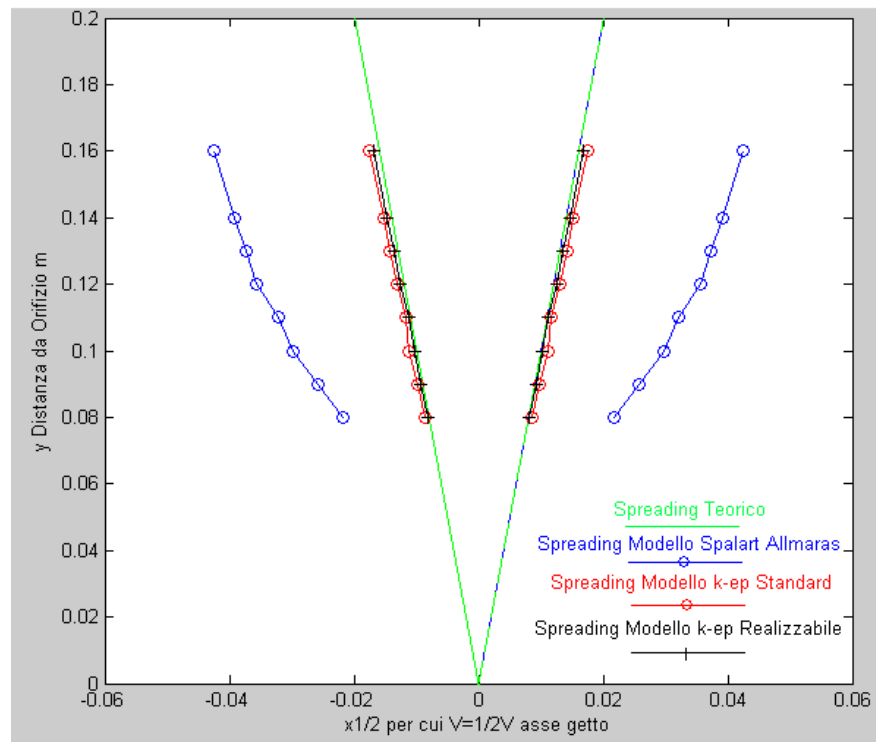


Figura 9 – Correlazione Numerico - Teorica in termini di Spreading - $Re = 250000$

3.3 Attuatori a getto sintetico per il controllo del flusso di turbomacchine

Numerosi sono gli studi orientati alla definizione di un sistema di controllo attivo del flusso, di tipo "synthetic jet", che, attraverso il condizionamento della turbolenza e della transizione su pale ad elevato carico, consenta di migliorare le prestazioni di moderni propulsori aeronautici di tipo turbo fan [Rif. 37].

Per comprendere quali siano le realistiche tendenze di sviluppo è necessario comprendere come sono stati progettati ed ottimizzati nel recente passato i componenti delle turbomacchine. In generale essi sono stati progettati sulla base della teoria del flusso medio.

In altri termini, l'instazionarietà è usualmente ignorata o tenuta in conto solamente attraverso il suo effetto medio, trascurando di fatto un importante meccanismo fisico con cui il flusso interagisce con le parti della macchina.

Sulla base di tale considerazione e grazie alla moderna disponibilità di risorse di calcolo ed indagine sperimentale, risulta pertanto più agevole verificare se esista la possibilità di sfruttare i meccanismi di instazionarietà del flusso per migliorare le prestazioni sia di efficienza delle palettature che di emissioni acustiche.

E' ben chiaro che l'instazionarietà del flusso nelle turbomacchine è una conseguenza naturale del principio di funzionamento

Riferendosi all'intero propulsore aeronautico, la turbina, è certamente riconosciuta come un componente cruciale e particolare attenzione è riservata alla sezione di bassa pressione (LPT).

Quest'ultima risulta soggetta ad un decadimento delle prestazioni, causato dalla variabilità delle condizioni operative che si verificano nel passaggio da un funzionamento al livello del mare ad uno mutevole con la quota.

Differenti fattori contribuiscono alle prestazioni di una paletta di bassa pressione; tra questi la turbolenza in ingresso, la geometria della pala, il numero di Mach ed il gradiente di pressione.

Tuttavia la riduzione consistente del numero di Reynolds con la quota appare il maggiore responsabile dell'aumento delle perdite che si manifestano a seguito dell'insorgere dello stallo sulla palettatura di bassa pressione, o almeno su parte di essa.

In queste condizioni di funzionamento, le pale progettate per operare ad alti o medi valori del numero di Reynolds a livello del mare, non vedono realizzarsi l'attesa transizione da laminare al turbolento dello strato limite il quale tende quindi a separarsi in regime laminare sulla parte in aspirazione dei profili.

Poiché lo stallo risulta pertanto esteso e produce una notevole riduzione dell'efficienza del componente, il controllo dello strato limite e della turbolenza appare quindi una soluzione ideale per consentire un miglioramento delle prestazioni.

In questo panorama si posiziona l'attenzione sul sistema di controllo attivo basato sullo sfruttamento di un flusso non stazionario creato artificialmente e denominato "getto sintetico".

L'interesse per il getto sintetico, come più volte sottolineato, è attribuibile, soprattutto al ridotto impegno di potenza meccanica necessaria al suo funzionamento.

Come già descritto nel paragrafo 3.2 del presente lavoro, precisiamo ulteriormente che un getto sintetico è essenzialmente costituito da una piccola cavità disposta sul profilo, all'interno della quale si realizzano condizioni di pressione non stazionarie che variano nel tempo intorno al valore medio uguale a quello della corrente esterna, in maniera che il flusso netto sia nullo. Questo particolare controllo del flusso, permette un funzionamento secondo cui non è necessario spillare alcuna portata massica d'aria dal compressore o dagli stadi di alta pressione della turbina, con evidenti vantaggi sul lavoro utile.

Agendo sulla frequenza ed ampiezza della variazione di pressione della cavità (forzante) si può attivamente controllare la separazione dello strato limite e la posizione della transizione.

L'analisi dei fattori, delle micro-scale del flusso e delle frequenze che influenzano il funzionamento del sistema risulta pertanto complessa e richiede l'utilizzo di tecniche d'indagine sia numeriche che sperimentali particolarmente evolute e finalizzate all'interpretazione dei fenomeni correlati alla formazione ed all'evoluzione del getto sintetico in funzione dei rilevanti gruppi adimensionali quali ad esempio il numero di Reynolds, di Strouhal e di Stokes.

Le problematiche connesse alla variazione delle condizioni operative dal suolo in quota sono notevolmente complicate dalla presenza delle sollecitazioni a carattere instazionario indotte dal sistema di scie prodotte dalla schiera di pale che precede quella in esame (sia essa statorica o rotorica). In altri termini la presenza delle scie, che periodicamente impattano sugli strati limite di pala, ha un effetto notevolissimo sulla posizione ed estensione della regione di separazione della corrente fluida .

Ricordiamo che i primi lavori sul controllo passivo dei flussi proponevano un sistema basato sulla modifica della geometria del profilo per modificare e controllare i gradienti di pressione che determinano le condizioni di stallo.

L'applicazione dei sistemi attivi, sebbene più complessa da realizzare e da installare, è vantaggiosa soprattutto per le applicazioni su sezioni di bassa pressione.

Infatti possono essere attivati quando necessari per evitare e/o ritardare la separazione nel funzionamento a basso numero di Reynolds e disattivati nel funzionamento ad alto numero di Reynolds quando lo strato limite diventa prontamente turbolento e non si separa.

Sulla base di questo contesto e per ragioni di carattere pratico, connesse con la semplicità ed

il basso costo di realizzazione, si è deciso di adottare per il controllo attivo del flusso gli attuatori a getto sintetico.

In generale, gran parte degli studi numerici sul getto sintetico sono condotti su geometrie semplificate, trascurando la cavità del getto, con griglie non ottimali e condizioni al contorno non stazionarie approssimate [Rif. 2,8,38-41].

In conclusione si può dire che l'applicazione del getto sintetico a pale di bassa pressione si inserisce in un contesto scientifico in cui i risultati della sperimentazione risultano complessi ed articolati poiché l'effetto della frequenza, la sua ampiezza, la forma dell'onda di pressione, la geometria del canale, gli effetti del numero di Reynolds e della turbolenza esterna sono problematiche che necessitano di essere approfondite attraverso l'utilizzo congiunto di strumenti di indagine sia sperimentale che numerica.

4 Progettazione dell'attuatore

4.1 Attuatore di getto sintetico

L'attuatore di getto sintetico si compone essenzialmente di una membrana oscillante alloggiata in una cavità. Le oscillazioni (S_a) della membrana, eccitata mediante piezoelettrico, producono un piccolo disturbo di pressione che viaggiando attraverso la cavità raggiunge l'ugello, generando una struttura vorticoso nella zona esterna, instabile, che, evolvendo, può formare un treno di vortici accoppiati (vortex train), i quali, formano un getto sintetico con caratteristiche turbolente.

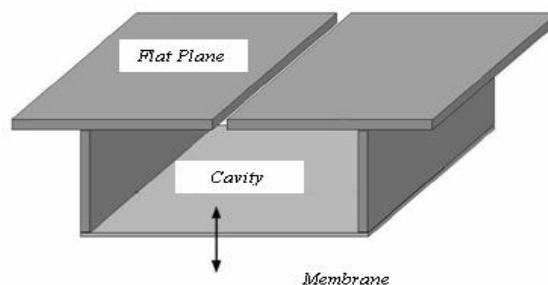


Figura 10 – Attuatore a getto sintetico

Il getto è detto sintetico poiché non richiede né fluido aggiuntivo, né circuiteria e non impiega organi meccanici in movimento ma è dovuto solo ad un disturbo di pressione che si propaga attraverso la cavità. Il dispositivo è particolare nel suo genere poiché la portata netta di fluido attraverso l'ugello, in un periodo di oscillazione della membrana, è zero. Al fluido esterno, in un periodo di oscillazione, viene ceduta solo quantità di moto ed energia. Con riferimento ad una situazione in cui il getto evolve in un ambiente quiescente, possiamo ricondurre il meccanismo di formazione del getto sintetico alla formazione, e successiva rottura, di un treno di vortici controrotanti. In un periodo di oscillazione della membrana si possono distinguere due fasi:

- fase di Blowing ;
- fase di Suction.

Durante la fase di Blowing si produce una coppia di vortici controrotanti accoppiati (vortex pair) sul bordo d'uscita dell'ugello che mette in comunicazione la cavità con l'ambiente esterno, vedi rappresentazione schematica **a)** di Fig. 11.

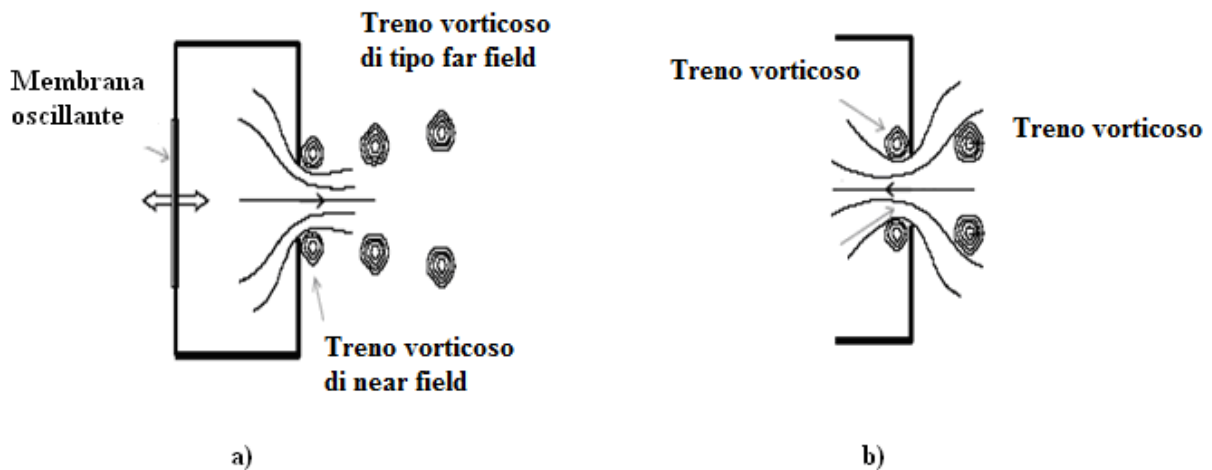


Figura 11 – a) Fase di Blowing – b) Fase di Suction
[da Rif. 11]

La formazione del vortex pair è un meccanismo strettamente correlato al numero di Strouhal (**Sr**) che deve essere sufficientemente minore dell'unità affinché l'inerzia del vortice superi gli effetti instazionari che tendono a distruggere il vortice stesso.

In altre parole, il sistema vorticoso evolve in un getto sintetico solo se è in grado di resistere alla tendenza all'aspirazione prodotta durante la successiva fase di Suction, vedi rappresentazione schematica **b)** di **Fig. 11**.

Se le strutture vorticosi resistono alla tendenza all'ingestione da parte della cavità, allora si produce un vortex pair, che, destabilizzandosi produce un getto sintetico.

L'inversione periodica della direzione del flusso lungo la centerline porta alla formazione di un "Saddle Point".

Quest'ultimo rappresenta una regione del campo di moto che separa la zona dove il flusso è aspirato, durante la fase di Suction, da quella più a valle dove il flusso è costantemente in direzione uscente.

In **Fig. 12a**, la rappresentazione numerica vettoriale del modulo della velocità (m/s) nella regione superiore ed inferiore al Saddle Point durante la fase di Suction riferita all'istante $t / T \approx 0.75$ nelle fissate condizioni operative di $Re = 740$ e $f = 264$ Hz.

In **Fig. 12b**, la rappresentazione numerica delle linee di corrente del campo di moto che si sviluppa nella regione superiore ed inferiore al Saddle Point durante la fase di Suction riferita all'istante $t / T \approx 0.75$ nelle fissate condizioni operative di $Re = 740$ e $f = 264$ Hz.

Il "Saddle Point" è una regione a velocità istantanea nulla in accordo all'andamento riportato in **Fig. 12c** rappresenta la regione di confine tra le due regioni su descritte generalmente localizzata in prossimità dell'ugello a circa $y/d \approx 1$. L'alternanza ciclica delle regioni è attribuita all'alternanza ciclica della fase di Suction e della fase di Blowing.

In **Fig. 13**, la rappresentazione sperimentale (PIV) delle linee di corrente del campo di moto che si sviluppa nella regione superiore ed inferiore al Saddle Point durante la fase di Suction riferita all'istante $t / T \approx 0.75$ nelle fissate condizioni operative di $Re = 300$ e $f = 600$ Hz .

Dall'esame visivo delle due rappresentazioni, **Fig. 12b** e **Fig. 13**, è intuibile la bontà della rappresentazione numerica che ha catturato perfettamente l'andamento qualitativo del campo di moto che si sviluppa nell'intorno del Saddle Point.

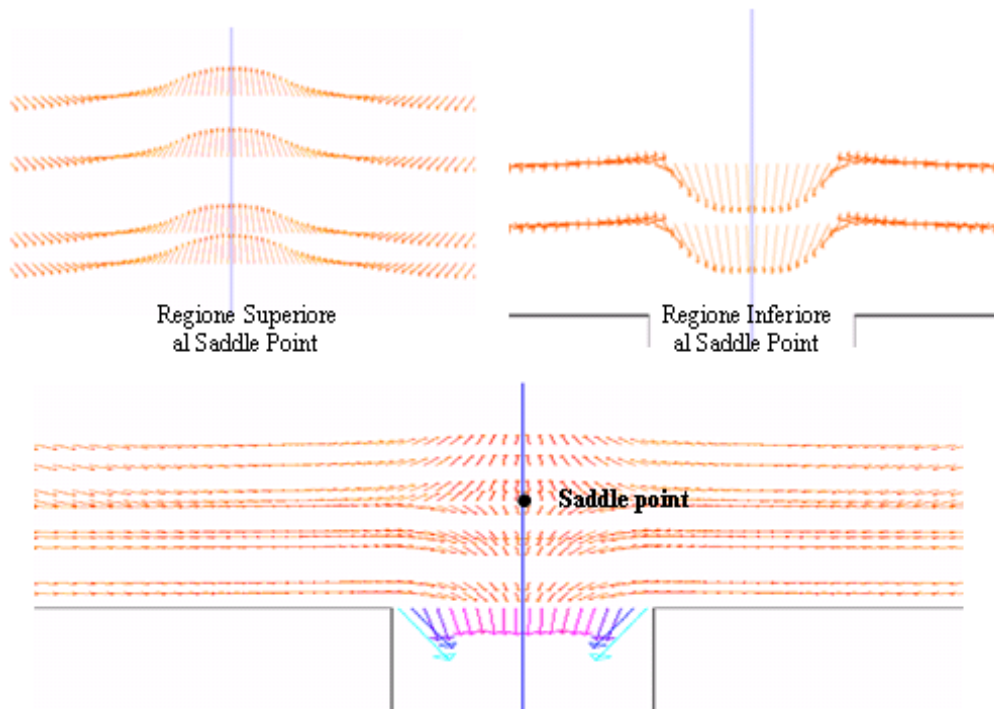


Figura 12a – Rappresentazione numerica vettoriale del modulo della velocità (m/s) nella regione superiore ed inferiore al Saddle Point durante la fase di Suction
 $t / T \approx 0.75$ - $Re = 740$ e $f = 264$ Hz

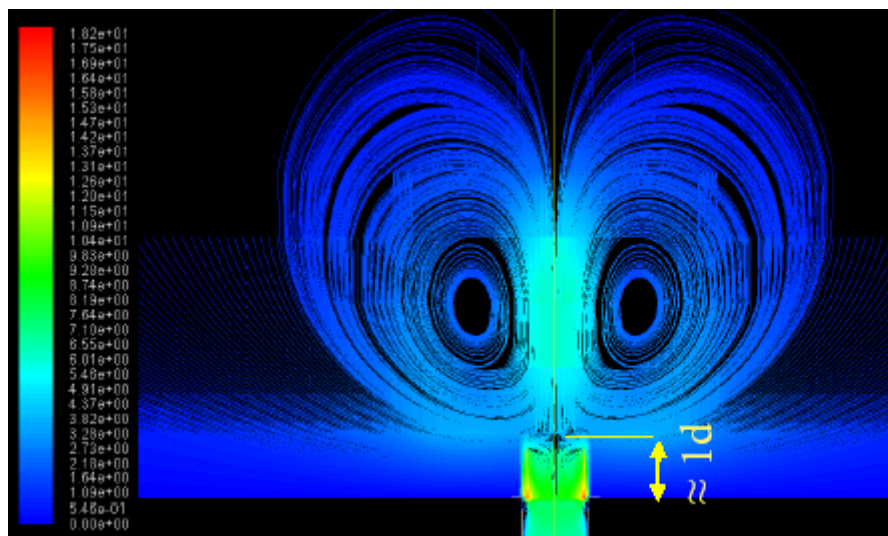


Figura 12b – Rappresentazione numerica delle linee di corrente del campo di moto che si sviluppa nella regione superiore ed inferiore al Saddle Point durante la fase di Suction
 $t / T \approx 0.75$ - $Re = 740$ e $f = 264$ Hz

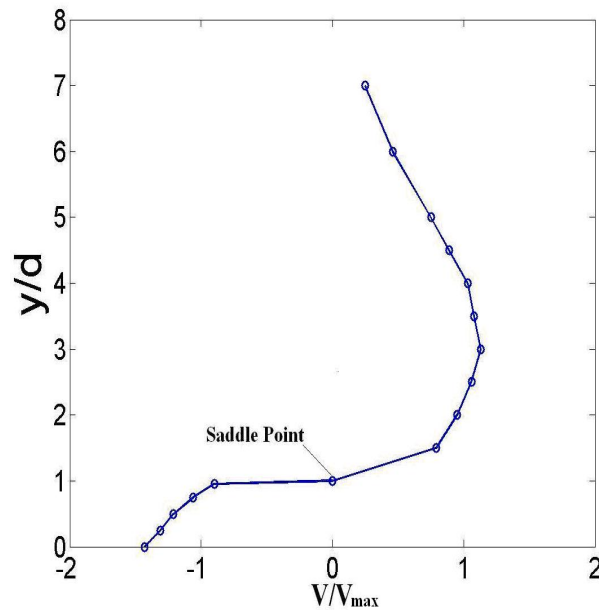


Figura 12c - Componente Streamwise della velocità lungo l'asse del getto in prossimità dell'ugello durante la fase di Suction
fase di Suction a $t/T \approx 0.75$ - $Re = 740$ e $f = 264$ Hz

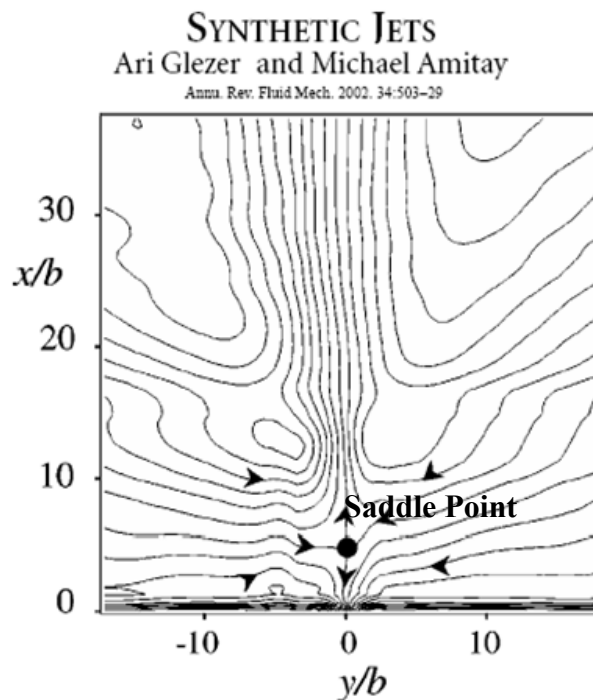


Figura 13 – Rappresentazione sperimentale (PIV) delle linee di corrente del campo di moto che si sviluppa nella regione superiore ed inferiore al Saddle Point durante la fase di Suction

$t/T \approx 0.75$ - $Re = 300$ e $f = 600$ Hz

[da Rif. 6]

L'evoluzione dinamica del getto, oltre alle scale spaziali e temporali tipiche dei vortici che formano il getto, può essere variata cambiando l'ampiezza e il periodo di oscillazione della membrana agendo sul voltaggio (V_a) in input del piezoelettrico.

Nel prossimo paragrafo sarà presentata la relazione funzionale tra il voltaggio (V_a) e il coefficiente di volume k_{vp} che consente di dimostrare la dipendenza funzionale del numero di Reynolds (Re) da parametri quali la frequenza f e lo spostamento statico (Δ) della membrana.

Infine sottolineiamo che l'evoluzione turbolenta del getto sintetico, è strettamente correlata all'instabilità del vortex pair.

In accordo con quanto mostrato da Smith e Glezer, il vortex pair subisce un'instabilità nella direzione spanwise che produce la rottura delle strutture coerenti e la conseguente transizione al regime turbolento.

Quanto esposto risulta fortemente più complicato quando si verifica l'interazione di un getto sintetico con un cross flow, poiché ciò induce ad una variazione della direzione delle linee di corrente in prossimità dell'ugello.

4.2 Criterio di progettazione dell'attuatore

Per i assegnati dati di progetto ad esempio:

geometria della cavità in accordo alla **Fig. 14**;

numero adimensionale di Reynolds, all'uscita dell'ugello; pari a 740;

la legge di moto della membrana, viene simulata, applicando alla superficie inferiore della cavità,

una condizione inlet di tipo $V_D = V_{Dmax} \sin(2\pi f t)$ dove V_D è la velocità istantanea della membrana e V_{Dmax} rappresenta il suo massimo valore

Le simulazioni saranno eseguite assumendo il fluido incompressibile all'interno della cavità ed il profilo di velocità attraverso l'ugello di diametro 2 mm in fase con il moto del diaframma.

Dal numero di Reynolds (Re) e da considerazioni sui profili di velocità è possibile determinare il valore di velocità V_{Dmax} .

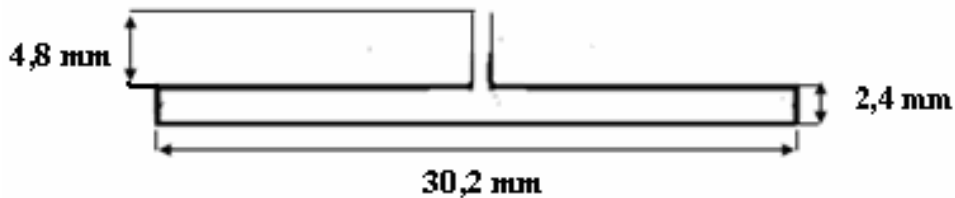


Figura 14 – Geometria per la cavità dell'attuatore a getto sintetico

La geometria di **Fig. 14**, è una semplificazione della geometria di **Fig. 15**.

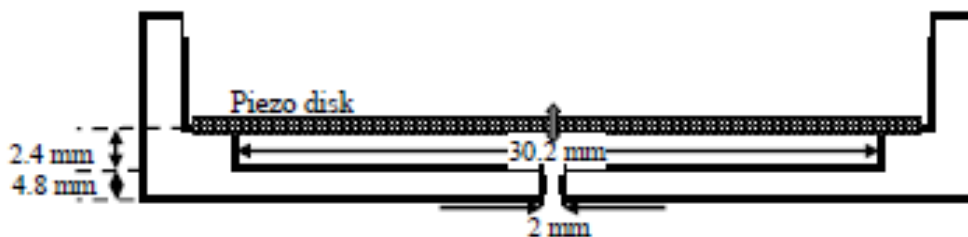


Figura 15– Geometria sperimentale per l'attuatore a getto sintetico
[da Rif. 19, 20]

In generale il getto si forma se la velocità indotta dal dipolo di vortici V_I che si origina all'uscita dell'ugello è maggiore della velocità di risucchio V_S durante la fase di suzione, ovvero se

$$\frac{V_I}{V_S} > 1$$

Holman et al. [Rif. 10, 12] hanno mostrato che, attraverso una opportuna stima della velocità indotta dal dipolo, il rapporto di velocità sopra riportato può essere espresso attraverso il reciproco del numero di Strouhal, Sr , che a sua volta può essere interpretato come il rapporto del numero di Reynolds rispetto al quadrato del numero di Stokes. In formule:

$$\frac{V_I}{V_S} \propto \frac{U}{\omega d} = \frac{1}{Sr}$$

dove U è una opportuna velocità media, ω è la frequenza angolare.

Da cui

$$\frac{V_I}{V_S} = \frac{Re}{St^2}$$

dove Re è il numero di Reynolds basato su tale velocità media e sul diametro dell'orifizio

$$Re = \frac{Ud}{\nu}$$

e il numero di Stokes è definito come:

$$St = \sqrt{\frac{\omega d^2}{\nu}}$$

La velocità media può essere definita come la velocità media spaziale di eiezione nella sezione dell'orifizio mediata a sua volta sul semi-periodo di attuazione (in considerazione del fatto

che è presente come eiezione di flusso solo in un semi-periodo). Altri autori definiscono la velocità media di riferimento effettuando la media della velocità di eiezione sull'intero periodo di funzionamento, nel qual caso il valore della velocità media è ovviamente la metà di quella basata sulla precedente definizione.

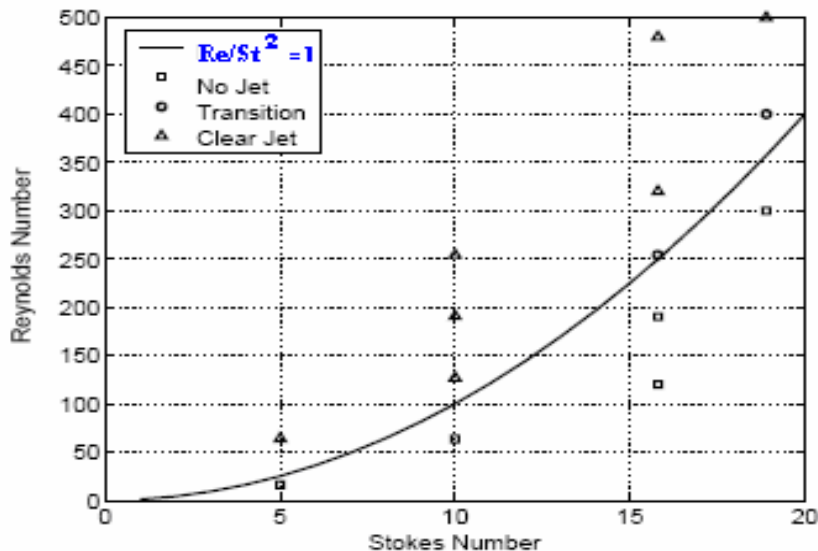
Per la formazione del getto sintetico è richiesto

$$\frac{V_I}{V_S} = \frac{Re}{St^2} > 1$$

Per motivi di sicurezza è preferibile progettare il dispositivo con un valore di tale rapporto alquanto maggiore di uno. Di conseguenza, detto K il valore di progetto, risulta

$$\frac{Re}{St^2} = K$$

con $K > 1$. La Fig. 16 riporta la correlazione teorica Reynolds-Stokes, nel caso limite di formazione $K = 1$, evidenziando le regioni di formazione e di non-formazione del getto.



**Figura 16 – Criterio di formazione del getto sintetico estratto da
“A jet formation criterion for synthetic jet actuators” – AIAA paper 2003-0636
[da Rif. 12]**

Nel presente lavoro si farà riferimento a $K = 2$. Di conseguenza, per un prefissato valore del numero di Reynolds nominale, si determina il numero di Stokes (St) che assicura la formazione del getto.

Dalla definizione del numero di Stokes, che per comodità si riporta qui di seguito, dove si è preferito introdurre la frequenza circolare f di funzionamento dell'attuatore,

$$St = \sqrt{\frac{2\pi f d^2}{\nu}}$$

si ricava la frequenza dell'attuatore.

Per il caso in esame, avendo prescelto $Re = 740$ e $d = 2$ mm, risulta $f = 264$ Hz.

Le simulazioni numeriche, che presenteremo nei paragrafi successivi, eseguite mediante il solver commerciale “FLUENT”, fanno riferimento a tali parametri di progetto.

E' stato, inoltre, verificato che nelle condizioni di funzionamento predefinite il flusso può essere considerato incomprimibile.

Nella presente situazione, l'assunzione di flusso incomprimibile corrisponde alla relazione

$$\frac{a}{f} \gg L_C$$

dove a è la velocità del suono nel fluido di lavoro (aria) e L_C una lunghezza caratteristica della cavità dell'attuatore, ad esempio l'altezza della cavità di 2.4mm, come riportato nella **Fig. 15**.

Il termine a primo membro della disuguaglianza rappresenta lo spazio percorso dall'impulso di pressione che viaggia alla velocità del suono nell'intervallo di tempo $\frac{1}{f}$.

E' evidente, quindi, che un impulso di sovrappressione prodotto dallo spostamento della membrana piezoelettrica “istantaneamente” si risente in tutto il volume della cavità, giustificando l'ipotesi di comportamento incomprimibile.

In effetti, in sistemi acustici di questo tipo, occorre anche verificare che le condizioni di funzionamento siano lontane da quelle di risonanza acustica, classicamente denominata risonanza di Helmholtz.

I risuonatori di Helmholtz sono delle particolari cavità risonanti acustiche create da Hermann von Helmholtz nel 1860 per lo studio del suono e della sua percezione.

Essi possono essere semplicemente costruiti come dei recipienti di metallo (in genere sferici o cilindrici) di varie dimensioni, con una stretta apertura preceduta da un breve e stretto collo. Mettendo in oscillazione l'aria contenuta in un risuonatore (per esempio soffiando tangenzialmente nell'imboccatura, o, semplicemente, esponendo il risuonatore ad una fonte di onde sonore), si generano al suo interno onde in risonanza con la frequenza propria della cavità, che, quindi, si comporta come un amplificatore selettivo del suono in un ristretto intervallo di frequenze.

In accordo con classici risultati della teoria, la frequenza di Helmholtz risulta

$$f_H = \frac{a}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{VL_c}}$$

dove S e V rappresentano rispettivamente la sezione dell'apertura ed il volume della cavità dell'attuatore.

Sulla base dei dati di progetto riportati in **Tab. 2**, riferiti alla geometria dell'attuatore presentata in **Fig. 15**, risulta $f_H = 4141\text{Hz}$.

Tabella 2

Simbolo	Grandezza	
S	Sezione del collo	$0.002 \text{ m} \times 1 \text{ m} = 0.002 \text{ m}^2$
V	Volume della cavità	$0.03020 \text{ m} \times 0.0024 \text{ m} \times 1 = 0.00007248 \text{ m}^3$
L_c	Lunghezza del collo	0.0048 m
$S/V L_c$	-	$5748,71 \text{ (1/m)}$
a	Velocità del suono	343 m/s

Risultando $f_H \gg f$ (264 Hz), è possibile adottare l'assunzione di flusso incomprimibile nel corso delle simulazioni numeriche.

Si tenga comunque presente che non sempre ciò è possibile.

Molto spesso, infatti, allo scopo di massimizzare la velocità in uscita dall'attuatore, è desiderabile lavorare in condizioni di risonanza, nel qual caso le simulazioni numeriche devono essere effettuate tenendo in conto gli effetti della comprimibilità.

4.3 Formulazione del modello numerico

Le equazioni che governano il campo di moto del getto sintetico sono state simulate con un modello del tipo Unsteady Reynolds-Averaged Navier Stokes (URANS) e sono state risolte per mezzo del codice commerciale FLUENT. Sono state assunte ipotesi di flusso incomprimibile con costanza delle proprietà fisiche.

Le simulazioni numeriche qui riportate sono riferite al modello di turbolenza di tipo $k-\varepsilon$. Condizioni al contorno di tipo parete rigida sono state imposte ovunque nella cavità ad eccezione della parete della membrana dove allo scopo di simularne l'oscillazione – è stata imposta una velocità in ingresso che viene fatta variare nel tempo secondo la seguente equazione

$$V_D = V_{D\max} \sin(2\pi f)$$

Il getto sintetico si sviluppa in un ambiente quiescente, a pressione 1 atm, modellato, in particolare, con condizione al contorno di pareti rigide per i confini laterali (fissati sufficientemente lontani dal getto) e con condizione al contorno di outflow di tipo pressione per il confine superiore.

L'evoluzione del getto sintetico in un ambiente quiescente non è influenzato dai confini del dominio numerico di dimensione 1x1 m, dunque ben più grandi della dimensione tipica del campo che è rappresentata dall'apertura dell'orifizio, $d=2\text{mm}$.

Le seguenti condizioni di turbolenza iniziale

$$k_{\text{in}} = 0.010 \cdot V_{\text{max}}^2$$

$$\varepsilon_{\text{in}} = \frac{k_{\text{in}}^{3/2}}{0.1 \cdot D}$$

caratterizzanti il modello di turbolenza $k-\varepsilon$ sono state imposte alla membrana come condizioni iniziali. Le equazioni che governano il campo di moto sono state discretizzate usando il Second Order Upwind Schemes.

L'accoppiamento pressione-velocità è stata considerata mediante l'utilizzo dell'algoritmo di tipo.

Per lo sviluppo delle simulazioni è stata costruita una griglia computazionale, non uniforme ed ortogonale. In **Fig. 17** un dettaglio della griglia computazionale utilizzata.

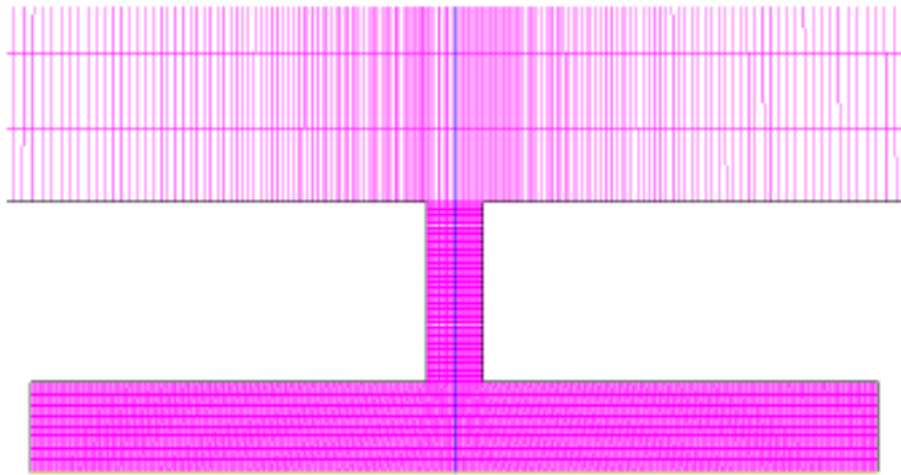


Figura 17 – Dettaglio della griglia computazionale

Durante le simulazioni è stato assunto un time step $\Delta t = T / 1000$, dove T rappresenta il periodo di oscillazione della membrana.

In prossimità dell'ugello il campo di moto è stato risolto assumendo una dimensione della griglia computazionale pari a circa 1/20 della dimensione dell'ugello e più piccolo se è necessario.

Le simulazioni presentate nel presente lavoro, diversamente da quanto proposto da numerosi lavori presenti in letteratura, propongono la modellizzazione della cavità.

Quest'ultimo aspetto del presente lavoro rappresenta la chiave di sviluppo di applicazioni future in cui si cercherà di effettuare simulazioni che considerino l'insorgere del fenomeno della risonanza di Helmholtz e le problematiche di comprimibilità che intervengono durante l'evoluzione del disturbo di pressione generato dalla oscillazione della stessa membrana.

4.4 Validazione del criterio di progettazione

Nel paragrafo 4.2 è stato proposto il dimensionamento dell'attuatore a getto sintetico sulla base di un criterio pratico di formazione del getto.

Sono state eseguite simulazioni numeriche, ad un fissato numero di Reynolds pari a 740, per le similarità tra il getto continuo tradizionale e quello sintetico con frequenza operativa pari a $f = 264 \text{ Hz}$.

Le caratteristiche basilari del getto turbolento continuo sono riportate nel classico lavoro di Pope [Rif. 1].

Qui di seguito si riporterà il confronto tra risultati numerici e teorici della soluzione presentata da Pope [Rif. 1], in termini di decadimento della velocità (velocity decay) lungo l'asse del getto e apertura del getto (Spreading).

Sarà anche effettuato un confronto tra il comportamento del getto continuo e di quello sintetico, a parità di numero di Reynolds nominale [Rif. 42].

Si ricorda in questa sede che nel caso di getto sintetico la velocità di riferimento è quella media spaziale e temporale, U , ove la media temporale è effettuata sulla velocità di eiezione nella sola fase di eiezione e non nell'intero periodo.

La **Fig. 18** riporta l'andamento adimensionale della velocità assiale V/V_{CL} (V_{CL} è la velocità assiale di uscita del getto, che è uguale a U nel caso di getto sintetico) in funzione della coordinate assiale y/d , per entrambe le simulazioni numeriche del getto.

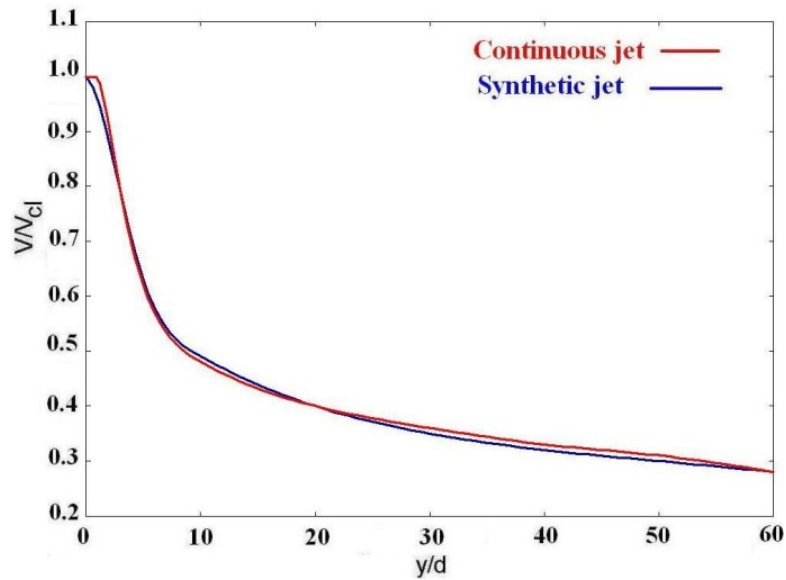


Figura 18 - Comparazione del decadimento della velocità assiale per le soluzioni numeriche di getto sintetico e continuo

L'andamento mostrato in **Fig. 18** mostra che il core potenziale del getto continuo svanisce rapidamente ad una distanza pari a circa $1d$, mentre nel caso di getto sintetico il core potenziale è praticamente assente.

La cortissima lunghezza del core potenziale (illustrata in un caso tipico di getto incidente in **Fig. 19**), nel caso di getto continuo, è attribuita all'elevato livello di turbolenza di ingresso impostato nella simulazione numerica.

Quest'ultimo, a sua volta, risente della presenza degli spigoli aguzzi della sezione di uscita dell'orifizio.

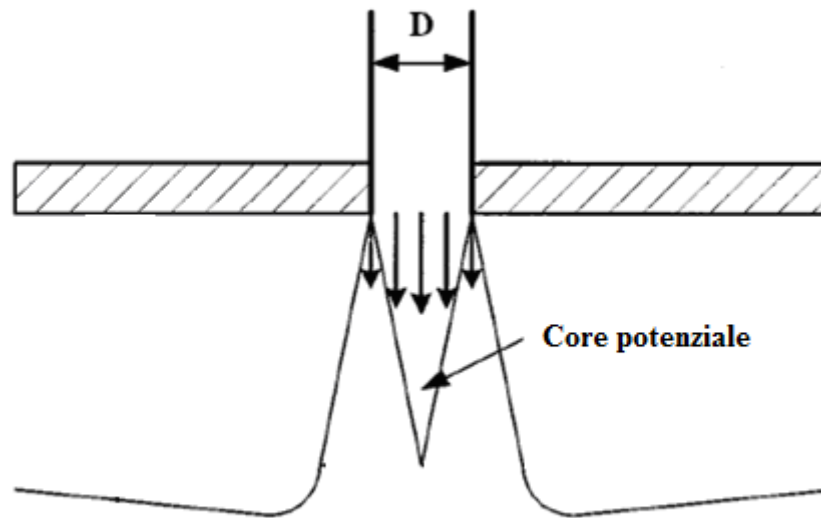


Figura 19 – Tipica configurazione di un getto continuo incidente

[da Rif. 22]

Nelle immediate vicinanze dell'ugello, per i due getti, a partire da $1d$ il decadimento della velocità assiale è praticamente dello stesso tipo, in accordo con quanto riscontrato in letteratura secondo cui, a valle del saddle point, i due getti presentano le stesse caratteristiche. Si noti inoltre che la velocità assiale del getto continuo turbolento varia riproducendo qualitativamente la legge teorica $(y/d)^{-1/2}$, che si applica generalmente a partire dalla fine del core potenziale [Rif. 22, 34].

Ulteriore confronto può essere effettuato in termini di apertura del getto S_{pj} (Spreading Rate), come riportato in **Fig. 20**.

L'apertura del getto è classicamente definita come la distanza laterale $x_{1/2}$ dall'asse del getto dove la velocità del getto è pari alla metà del valore massimo della velocità registrata sull'asse.

Per un getto piano turbolento [Rif. 1], l'apertura del getto è teoricamente:

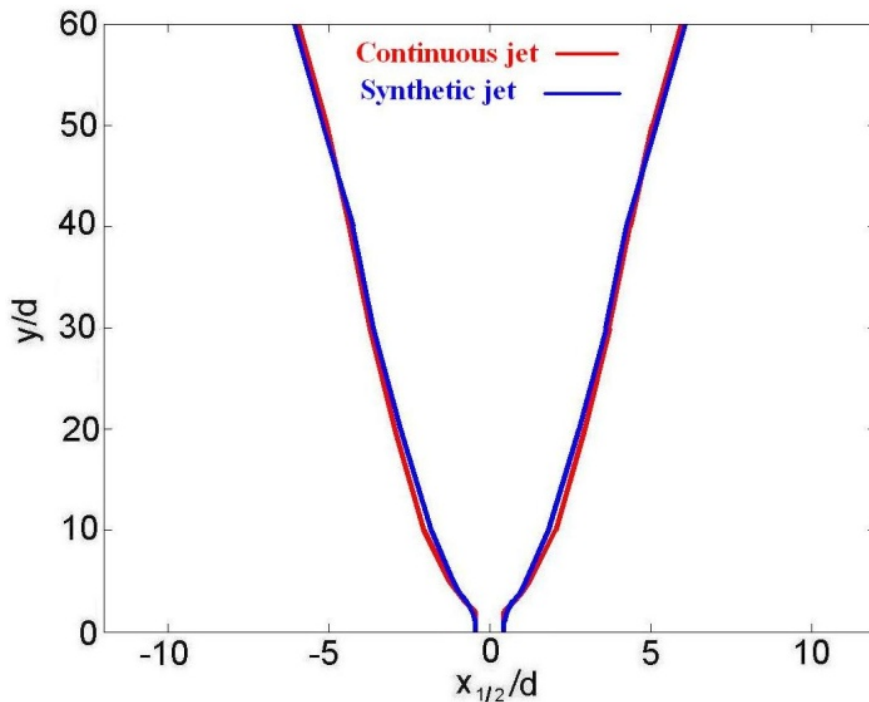
$$\frac{dx_{1/2}}{dy} = S_{pj} \cong 0.10$$

La comparazione numerica dei getti in termini di aperture del getto è mostrata in **Fig. 20**. A partire da una breve distanza dall'ugello, l'apertura per entrambi i getti varia alquanto linearmente con la distanza.

Quest'ultimo risultato non è in buon accordo con quanto evidenziato da precedenti studi sperimentali effettuati da Smith e Swift [Rif. 42].

Questi autori, infatti, riportano che, nelle immediate vicinanze dell'ugello, il getto sintetico è dominato da intense strutture vorticosi che favoriscono l'ingresso di maggiori quantità di fluido nel getto stesso.

Di conseguenza, il getto sintetico appare più largo di un equivalente getto continuo. Tuttavia, poiché la portata massica dei due getti è identica, per il getto sintetico, in prossimità dell'ugello, essi registrano una velocità locale minore.



**Figura 20 - Comparazione dell'apertura (Spreading)
tra getto continuo e sintetico**

Naturalmente il confronto tra getto sintetico e getto continuo può effettuarsi solo a valle del punto di ristagno, il quale nel presente caso appare situato molto in prossimità della sezione di uscita dell'ugello.

Si ritiene significativo riportare nuovamente in **Fig. 21** l'andamento della velocità assiale del getto sintetico in funzione della coordinata assiale, calcolato in un certo istante durante la fase di suzione.

La figura mostra chiaramente come a monte del saddle point la velocità sia diretta verso l'ugello, mentre a valle di esso essa è diretta verso valle, riproducendo l'andamento tipico di un getto turbolento.

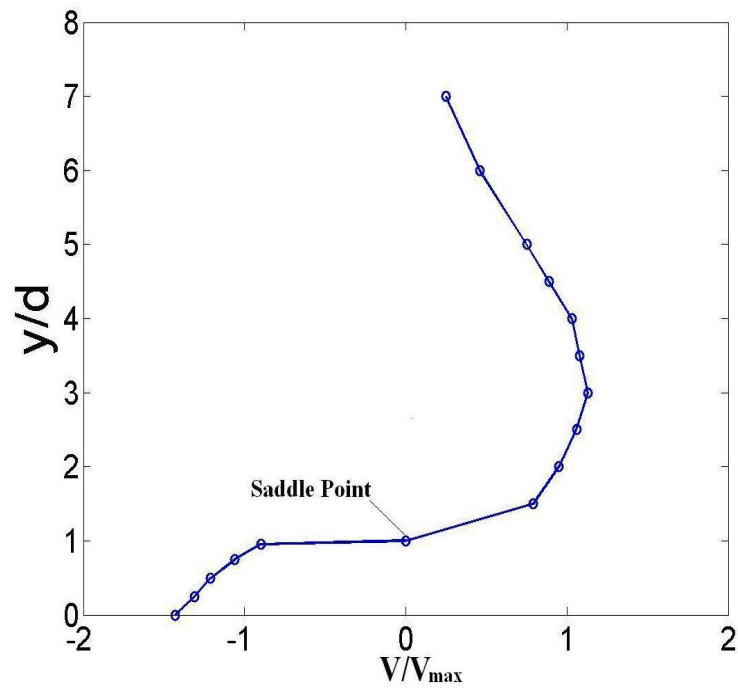


Figura 21 - Componente streamwise della velocità lungo l'asse del getto vicino all'ugello durante la fase di suzione

Nel prossimo capitolo del presente lavoro saranno considerate le problematiche e le simulazioni numeriche relative all'incidenza di un getto sintetico turbolento su una superficie calda, ed ai relativi meccanismi di scambio termico.

5 Getti sintetici incidenti –scambio termico

5.1 Introduzione

Si analizzerà ora la fenomenologia del campo di moto di un getto sintetico incidente su una superficie piana (lastra) posta ortogonalmente all'asse del getto.

La superficie è considerata calda nei confronti della temperatura del getto, e saranno analizzate le caratteristiche essenziali dello scambio termico tra getto sintetico e superficie.

Lo studio sarà effettuato numericamente utilizzando gli stessi strumenti di simulazione descritti in precedenza, con riferimento all'attuatore a getto sintetico dimensionato secondo il criterio di formazione- presentato nel capitolo precedente.

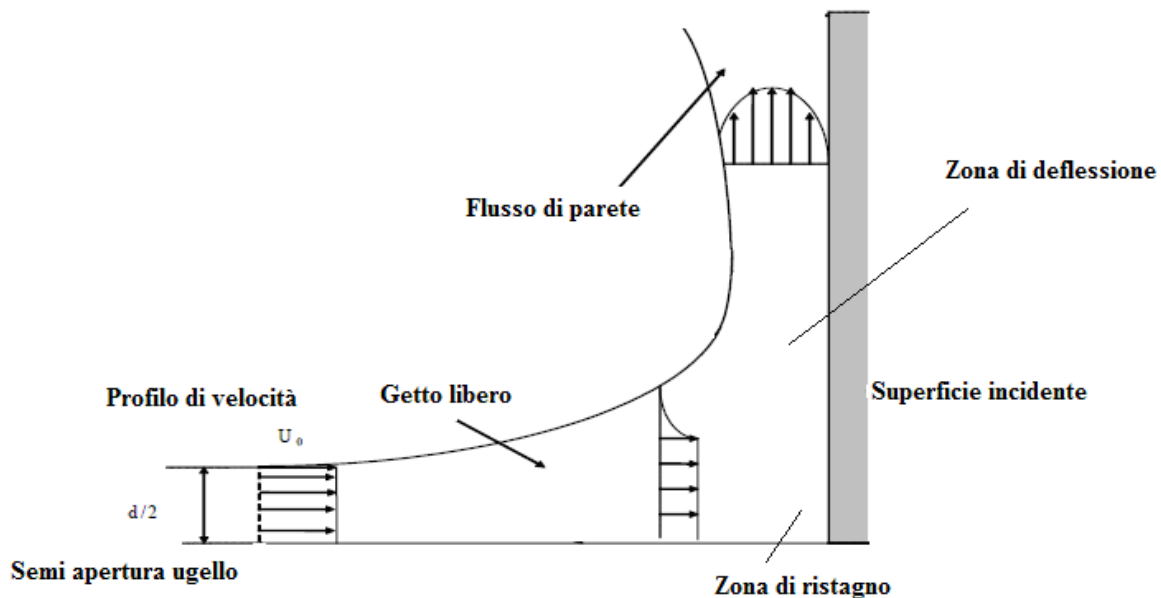
Le simulazioni di seguito riportate sono riferite alla stessa frequenza operativa, a tre diversi numeri di Reynolds (740, 1100 e 1480) ed a tre diverse distanze, $H/d = 3, 5$ e 7 , della lastra dall'ugello dell'attuatore.

In particolare sono state sviluppate simulazioni per le seguenti valutazioni :

- numero di Nusselt, Nu , lungo la direzione dell'apertura dell'ugello bidimensionale, x , per un prefissato valore di H/d , per diversi numeri di Re ;
- numero di Nusselt, Nu , lungo la direzione dell'apertura dell'ugello bidimensionale, x , per un prefissato valore di Re , per diversi H/d .

Le simulazioni saranno riferite alla configurazione mostrata in **Fig. 22**.

Allo scopo di interpretare le distribuzioni del numero di Nusselt è utile fare riferimento alla schematizzazione del campo di moto mostrata in **Fig. 22**.



**Figura 22 – Configurazione del campo di moto
di un getto incidente su una superficie piana
[da Rif. 27]**

5.2 Dipendenza funzionale del numero di Reynolds dalla frequenza operativa dal voltaggio di alimentazione

Si intende ora mostrare come sia possibile conseguire un certo valore del numero di Reynolds del getto, operando sia sul valore della frequenza di oscillazione dell'attuatore che sul voltaggio di alimentazione del piezoelettrico, V_a , solitamente incollato sulla membrana posizionata nella parte bassa della cavità dell'attuatore. Ricordiamo preliminarmente che l'oscillazione meccanica della membrana è vantaggiosamente simulata imponendo, sulla parete inferiore della cavità, una velocità in ingresso pari a

$$V_D = V_{D\max} \sin(2\pi f)$$

dove $V_{D\max}$ è riconducibile a $2\pi f S_{\max}$, con S_{\max} ampiezza massima dell'oscillazione della membrana.

Se si indica con Δ lo spostamento totale della membrana durante un ciclo di attuazione, della membrana, evidentemente si ha $\Delta = 2 \cdot S_{\max}$ da cui risulta in definitiva

$$V_{D\max} = \pi \Delta f$$

D'altra parte il numero di Reynolds del getto è stato definito come:

$$\text{Re} = \frac{V_{\text{media}} \cdot d}{\nu}$$

dove si ricorda che V_{media} , in un capitolo precedente indicata genericamente con il simbolo U , rappresenta la velocità media spaziale (da valutare, ad esempio, nel caso di profilo parabolico) e temporale nel semi-periodo di eiezione. Se ora si indica con V_{\max} tale velocità media spaziale (massima, ovvero nell'istante di massima eiezione), evidentemente deve risultare:

$$V_{media} = \frac{2}{\pi} \cdot V_{max}$$

L' equazione di conservazione della massa applicata tra la membrana di apertura D_a e l'ugello di apertura d fornisce:

$$V_{max} = V_{Dmax} \cdot \frac{D_a}{d}$$

e in definitiva, operando tutte le sostituzioni suggerite dalle relazioni sopra riportate, si deduce che il numero di Reynolds può essere riscritto come:

$$Re = \frac{2}{\nu} \cdot \Delta \cdot f \cdot D_a$$

Da quest'ultima espressione si ricava, dunque, che un predeterminato numero di Reynolds può essere conseguito giocando indipendentemente sia sulla frequenza operativa f che sullo spostamento statico Δ della membrana.

Infine, lo spostamento statico Δ è riconducibile alla tensione di voltaggio V_a di alimentazione del piezoelettrico in accordo con la seguente espressione

$$\Delta = V_a \cdot \frac{K_p}{A_a}$$

dove K_p indica il coefficiente volumetrico di deformazione del piezoelettrico.

La **Fig. 23** mostra un andamento ricavato attraverso rilievi sperimentali dello spostamento statico medio del piezoelettrico in funzione del voltaggio. Si nota che in pratica la relazione di dipendenza funzionale non è perfettamente lineare.

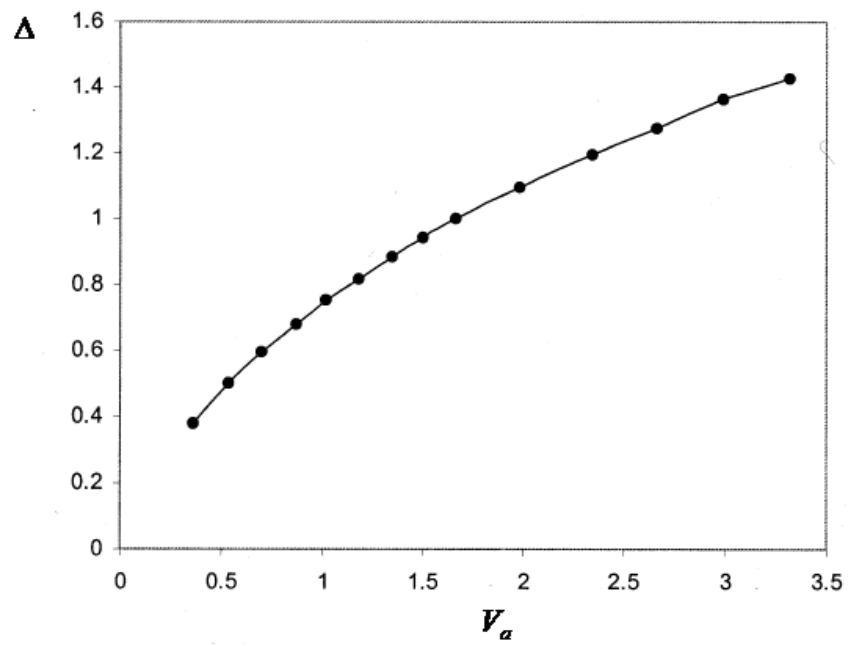


Figura 23 – Ampiezza di oscillazione della membrana (Δ)

come funzione del voltaggio di eccitazione (V_a)

[da Rif. 28]

5.3 Simulazioni numeriche dello scambio termico

In **Fig. 24** è visualizzata una tipica distribuzione del modulo del vettore velocità, riferita al numero di Reynolds di 740 ed alla distanza ugello – lastra pari a $H/d = 3$.

Sono ben evidenti la presenza del punto di ristagno corrispondente all'asse del getto e l'accelerazione del fluido lungo la parete in direzione x.

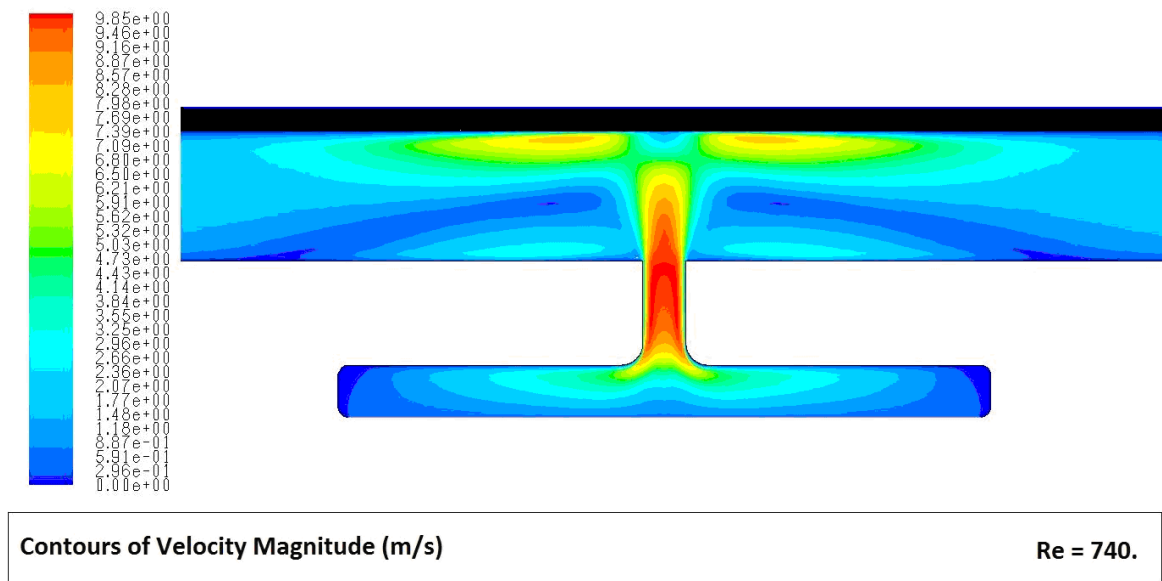
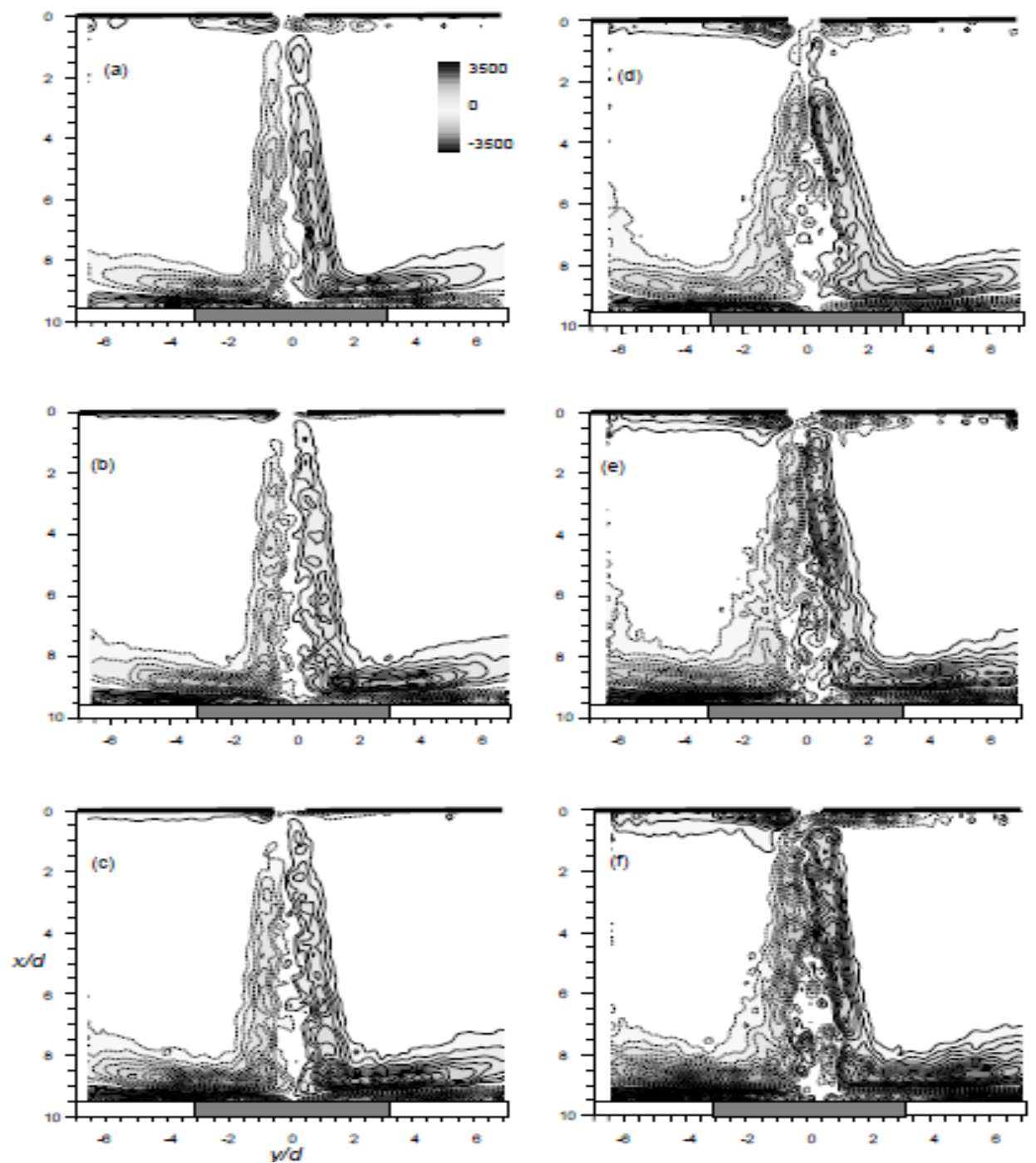


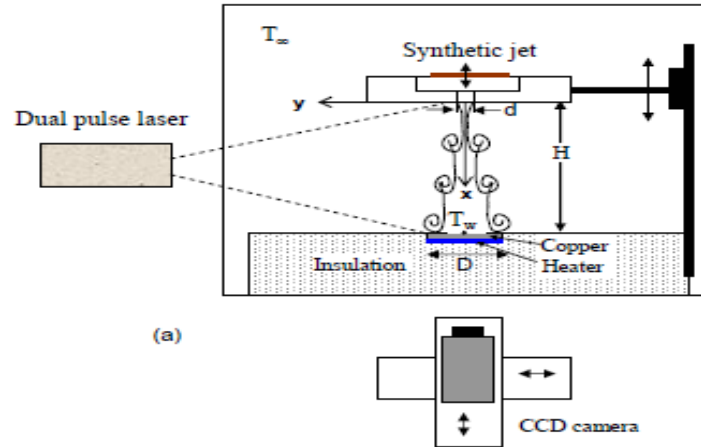
Figura 24 – Tipico campo di moto di getto sintetico incidente su lastra ad esso ortogonale.

La configurazione del campo di velocità prodotto dal getto sintetico incidente, mostrata in **Fig. 24**, è in buon accordo qualitativo con le misure sperimentali effettuate mediante la tecnica della Particle Image Velocimetry, PIV, mostrata in **Fig. 25**.



*Figura 25 – Misura PIV della velocità del campo di moto
generato da un getto sintetico incidente
[da Rif. 19, 20]*

I rilievi sperimentali di **Fig. 25** sono stati ottenuti in riferimento all'apparato sperimentale mostrato in **Fig. 26**.



**Figura 26 – Apparato sperimentale analogo
alla configurazione simulata nel presente lavoro
[da Rif. 19, 20]**

La distribuzione del numero di Nusselt locale per vari numeri di Reynolds (740, 1110 e 1480), e diversi valori di H/d è riportata nella successiva **Fig. 27**.

All'interno della regione di ristagno, che si estende lateralmente sulla lastra per qualche unità di apertura dell'orifizio, per un dato numero di Reynolds il numero di Nusselt diminuisce all'aumentare del rapporto H/d , mentre ad un fissato rapporto H/d , esso aumenta all'aumentare del numero di Reynolds.

Il primo picco è localizzato nella zona di ristagno del fluido, che può essere più o meno estesa, con forte dipendenza dalla distanza della lastra.

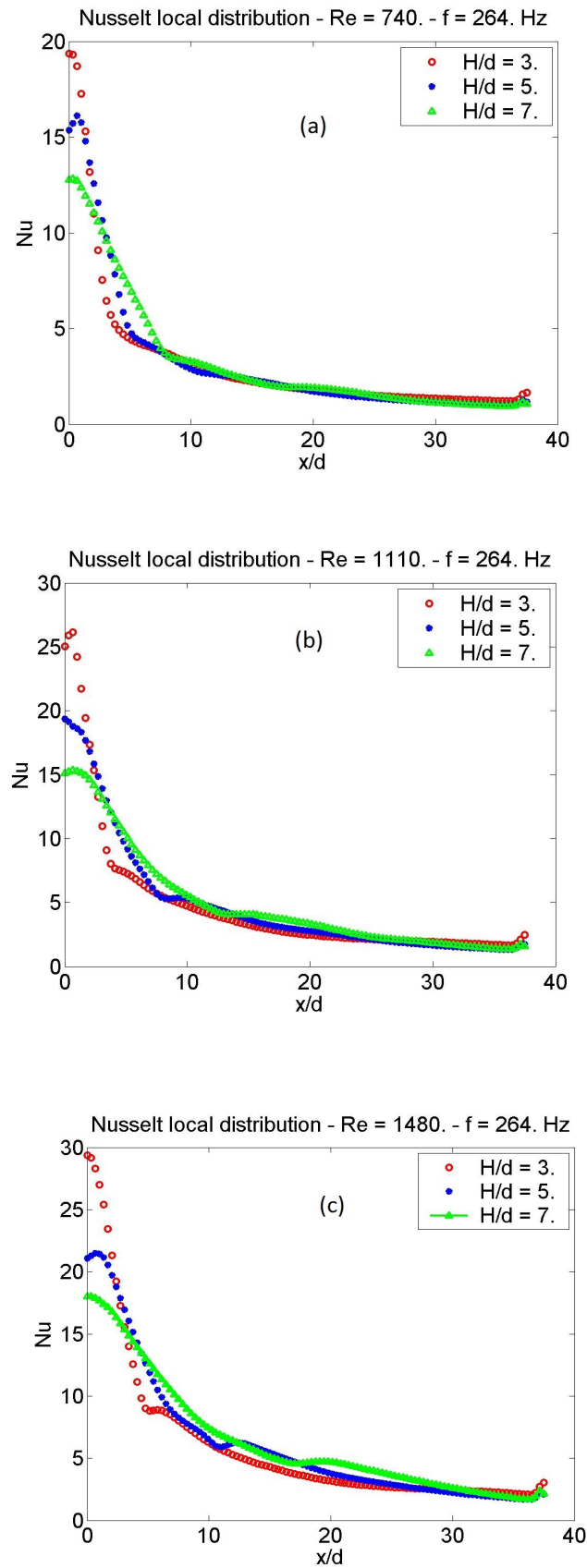


Figura 27 (a), (b) e (c) - Distribuzione locale del numero di Nusselt. Effetto del numero di Reynolds e della distanza ugello- lastra (H/d).

Il decentramento del picco del numero di Nusselt all'interno della regione di ristagno, rispetto all'asse del getto, è attribuibile all'impatto della coppia di vortici primari che si originano al bordo di uscita dell'orifizio dell'attuatore, come mostrato nella schematizzazione di **Fig. 28**.

E' chiaro che alle maggiori distanze ugello-lastra ci si attenderebbe che il massimo del numero di Nusselt fosse localizzato sull'asse di simmetria perché a tali distanze i vortici hanno ormai perduto la loro coerenza a causa di fenomeni di instabilità e di dissipazione viscosa.

Tuttavia, va considerato anche che il campo di moto è fortemente instazionario e che le distribuzioni di Nusselt qui presentate sono istantanee.

La presenza del massimo locale più esterno, evidente soprattutto al numero di Reynolds maggiore, è attribuibile o alla transizione del flusso alla parete (getto di parete) da regime laminare a turbolento oppure al riattacco turbolento del flusso in caso di separazione laminare, quest'ultima dovuta alla presenza di uno strato verticale di mescolamento che agisce come ostacolo quando il getto incide sulla parete.

Il picco più esterno nella distribuzione locale di Nusselt è dunque attribuibile all'evoluzione del vortice secondario, come schematicamente indicato in **Fig. 28**.

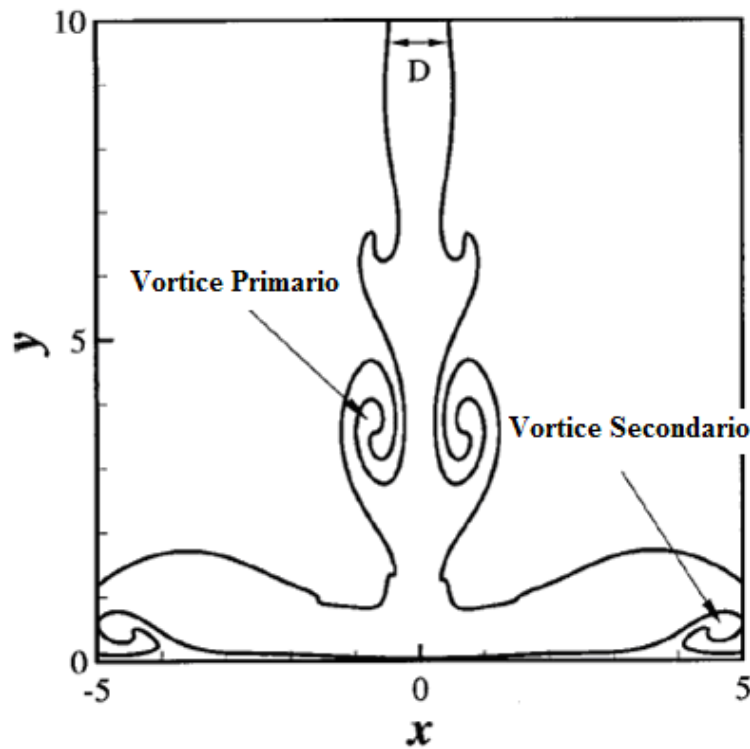


Figura 28– Campo di vorticità nel getto incidente su lastra
[da Rif. 22]

La diminuzione della velocità lungo l'asse del getto incidente è riportata in **Fig. 29**, e appare in accordo con un analogo risultato della letteratura [**Rif. 27**] mostrato in **Fig. 30**, per differenti numeri di Reynolds e con la lastra localizzata a differenti distanze H/d dall'ugello dell'attuatore.

Quest'ultimo andamento, nel paragrafo successivo sarà utilizzato per dimostrare che, a valle del saddle point, il getto sintetico ha un comportamento analogo al getto continuo e per sostanziare, quindi, la comparazione tra getto continuo e getto sintetico. E' ben noto che la turbolenza incrementa i meccanismi di scambio termico, per cui potrebbero essere sviluppate ulteriori simulazioni mirate all'aumento del livello di turbolenza attraverso la localizzazione di promotori di turbolenza sulla lastra [**Rif. 13**].

Naturalmente, le problematiche affrontate durante il presente lavoro, potrebbero essere ulteriormente approfondite attraverso lo sviluppo di simulazioni che considerino l'angolo relativo tra getto incidente e lastra.

I risultati numerici mostrati nel presente paragrafo sono qualitativamente e quantitativamente in buon accordo con i risultati di diversi lavori presenti in letteratura, riportati in bibliografia.

In particolare, le distribuzioni di **Fig. 27** sono qualitativamente analoghe a quelle sperimentali illustrate in **Fig. 31**, le quali si riferiscono a un getto sintetico circolare funzionante a più alti numeri di Reynolds.

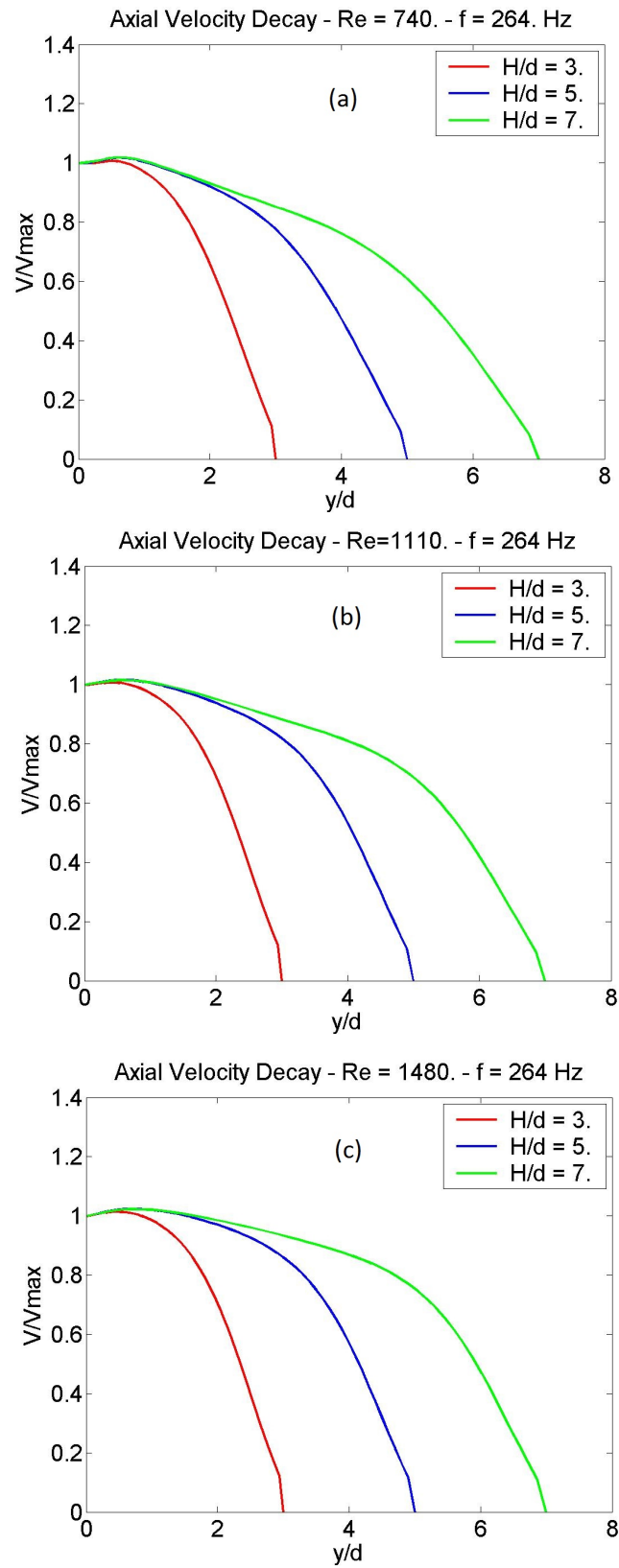


Figura 29 (a), (b) e (c) - Variazione della velocità assiale normalizzata lungo la direzione del getto al variare del numero di Reynolds e della distanza ugello- lastra (H/d).

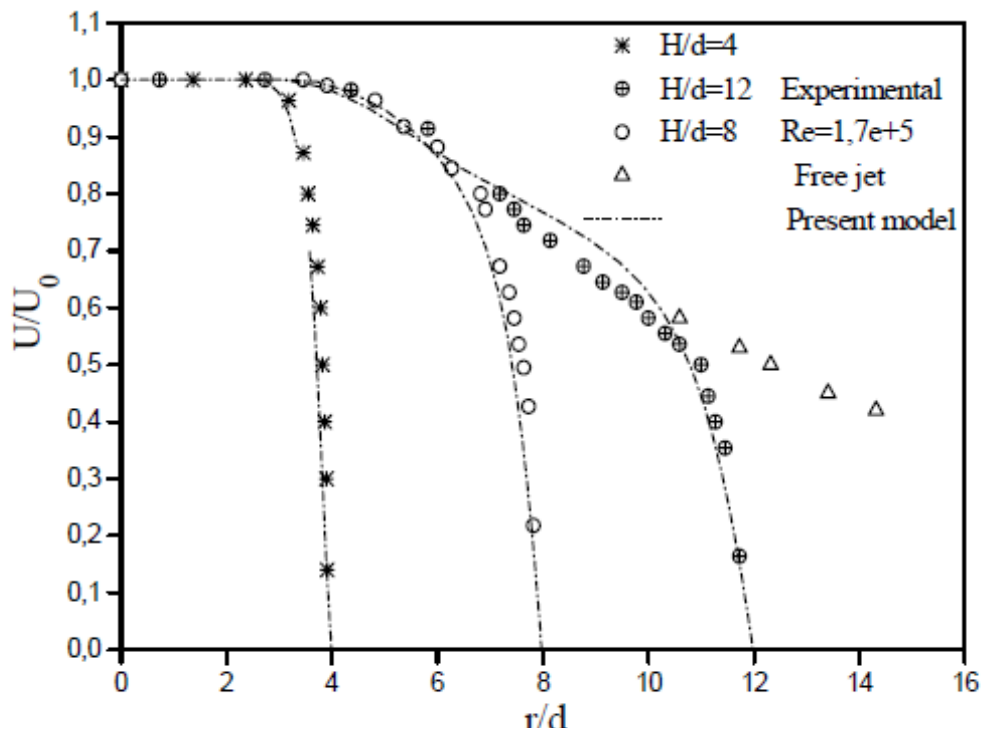


Figura 30 – Riduzione della velocità assiale lungo l'asse del getto
[da Rif. 27]

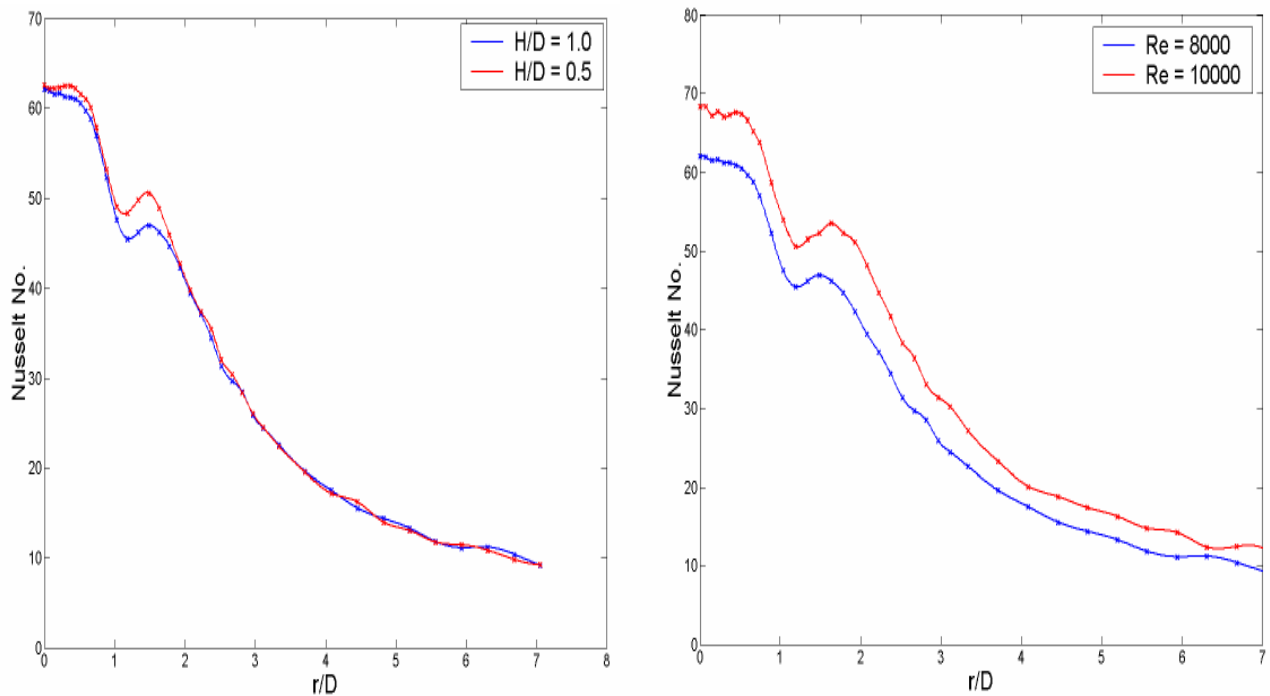


Figura 31 – Distribuzione sperimentale del numero di Nusselt (Nu)
al variare del numero di Reynolds (Re) e del rapporto H/d
[da Rif. 24, 25]

5.4 Getto sintetico vs getto continuo

In questo paragrafo sarà approfondito il confronto tra un getto sintetico e il corrispondente getto continuo, aventi lo stesso numero di Reynolds nominale.

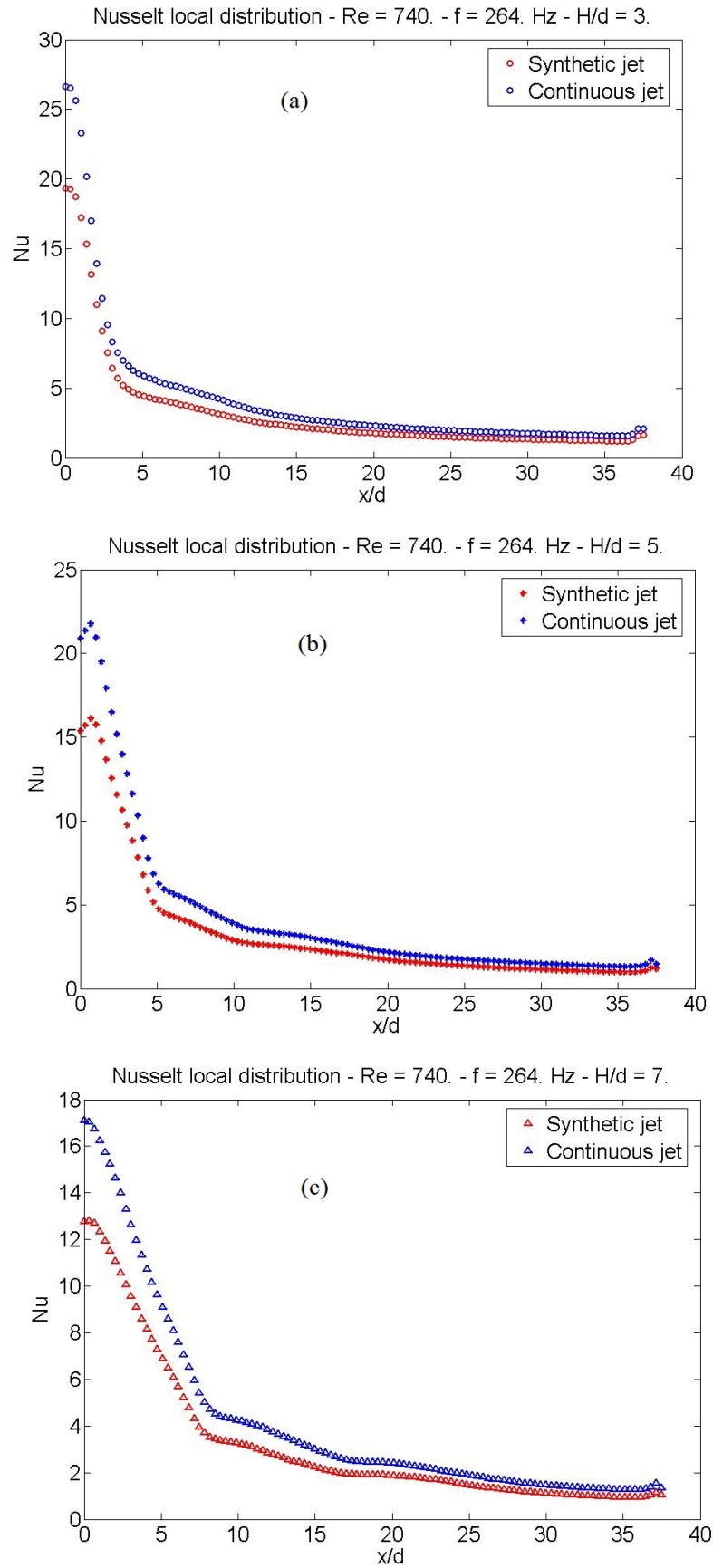
Nelle **Figure 27 e 29** sono riportati i confronti in termini di distribuzione locale del numero di Nusselt e decadimento di velocità:

L'esame di questi risultati mostra che per regioni caratterizzate da $x/d < 10$ è conveniente adottare il getto continuo (sebbene il numero di Nusselt del sintetico sia solo leggermente più basso di quello del getto continuo), mentre per $x/d > 10$ i due getti sono equivalenti.

In **Fig. 32** si analizza l'influenza della frequenza di funzionamento dell'attuatore a getto sintetico, a parità di numero di Reynolds, in linea con la discussione effettuata nel paragrafo 5.2.-

Si ricorda che la frequenza operativa può essere variata a parità del numero di Reynolds agendo sulla tensione di alimentazione del piezo-elettrico installato sulla membrana, posizionata nella parte bassa della cavità dell'attuatore.

Si noti che per il valore di 420 Hz il parametro K introdotto nel paragrafo 4.2 risulta essere pari a 1.25, che, essendo maggiore dell'unità, garantisce la formazione del getto. Esso rappresenta comunque un valore prossimo alla massima frequenza operativa che si ottiene per K pari al valore unitario. Al contrario, al crescere di K la frequenza operativa dell'attuatore decresce e, di conseguenza, come è evidente dagli andamenti riportati in **Fig. 32**, il numero di Nusselt locale diminuisce. I risultati numerici mostrati nel presente paragrafo sono qualitativamente e quantitativamente in buon accordo con i risultati di diversi lavori presenti in letteratura, riportati in bibliografia. In particolare quanto riportato in **Fig. 32** è in buon accordo qualitativo con quanto è illustrato in **Fig. 35**.



**Figura 32 (a), (b) e (c) - Distribuzione del numero di Nusselt locale.
Effetto del numero di Reynolds e della distanza ugello-lastra (H/d).**

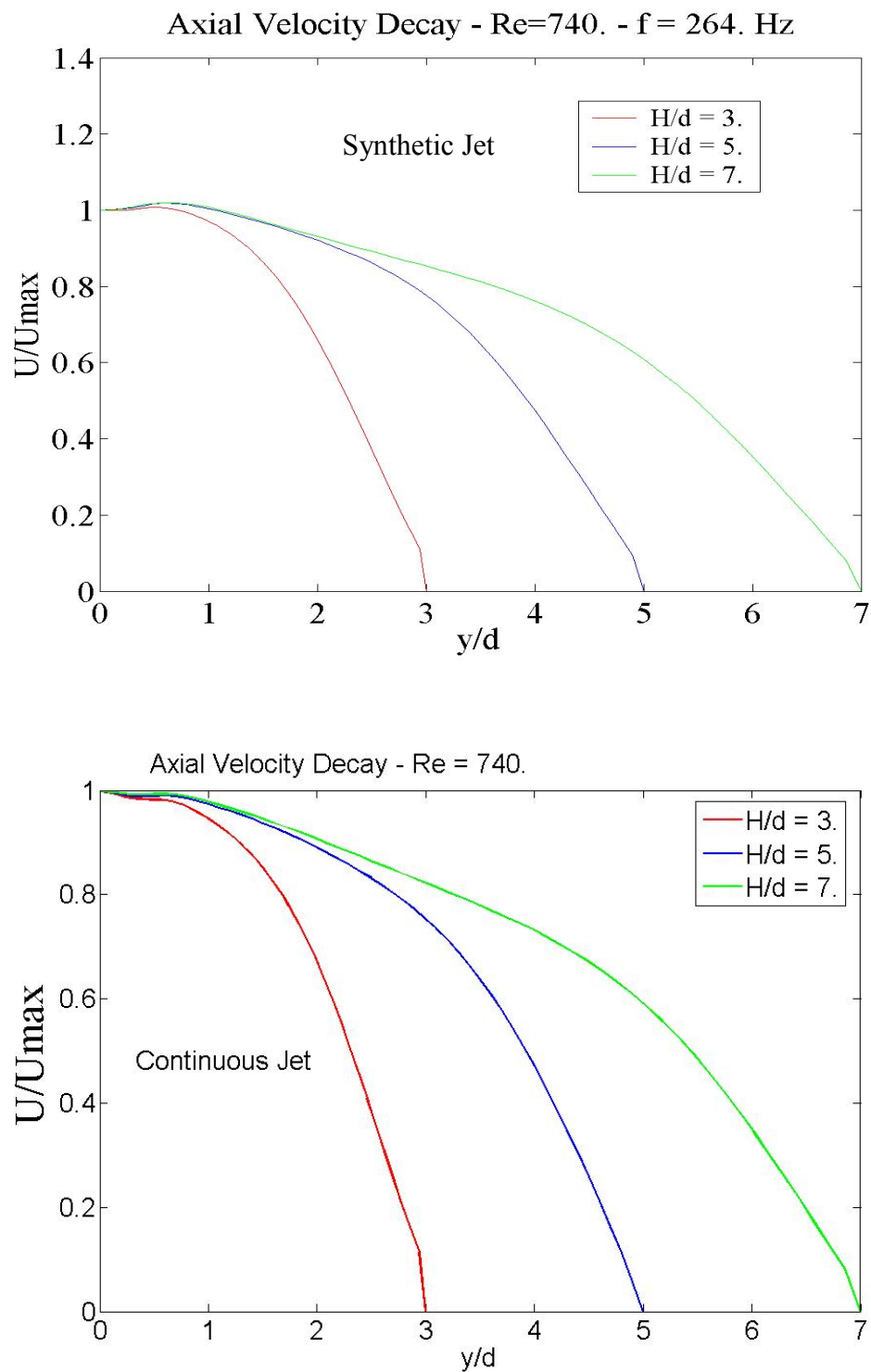
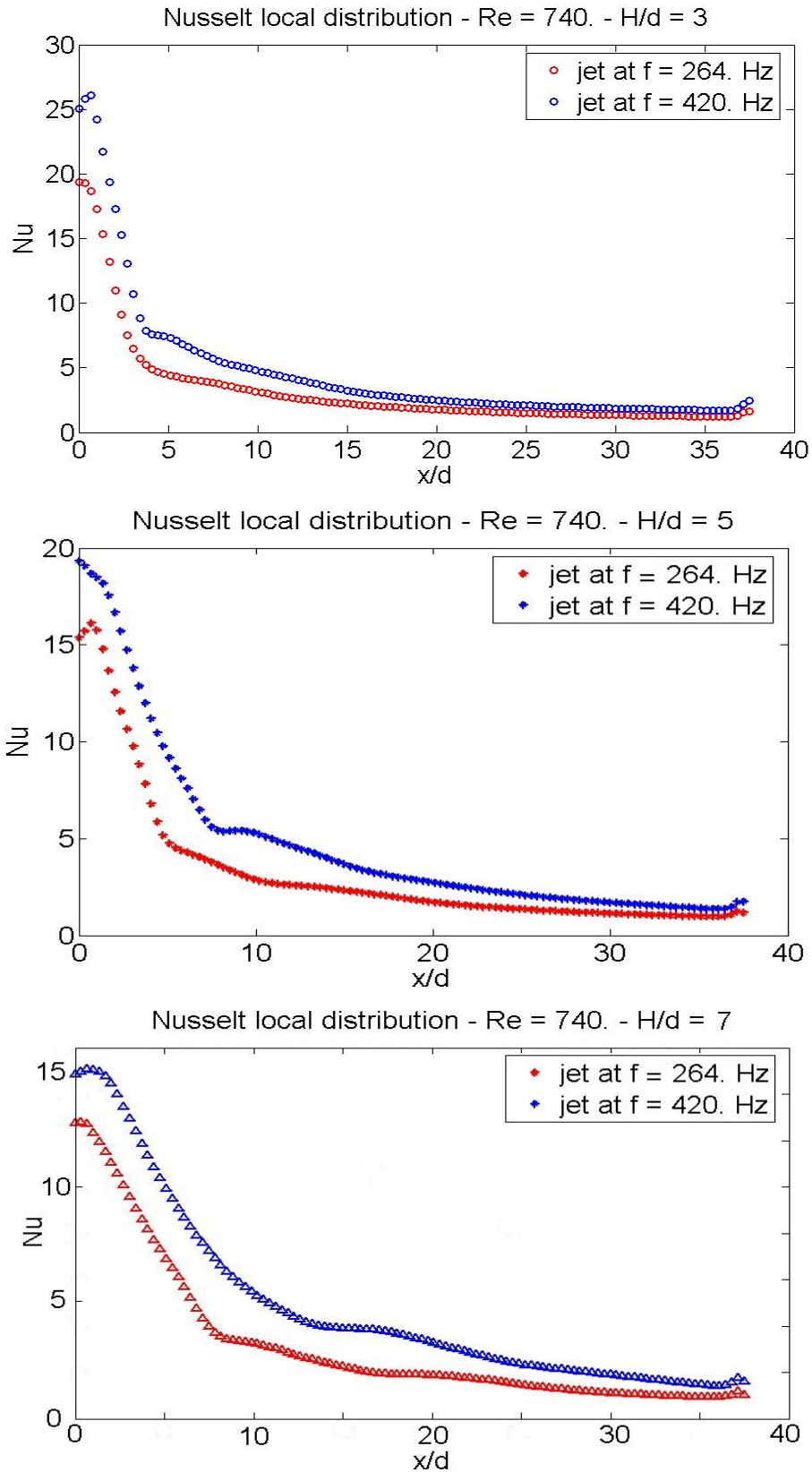


Figura 33 - Variazione della velocità assiale normalizzata lungo la direzione del getto al variare del numero di Reynolds e della distanza ugello-lastra (H/d).



**Figura 34 (a), (b) e (c) - Distribuzione locale del numero di Nusselt.
Effetto della frequenza operativa.**

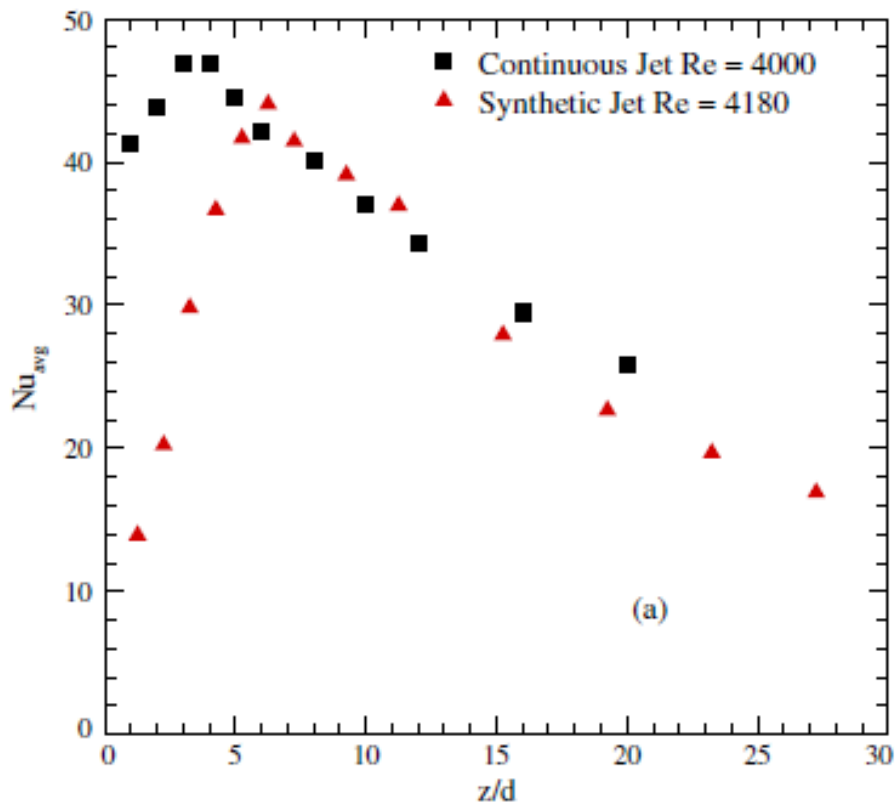


Figura 35 – Distribuzione media numero di Nusselt medio.
Getto Sintetico vs Getto Continuo
[da Rif. 26]

Ulteriori confronti tra getto sintetico libero e getto continuo libero, tratti dalla letteratura, sono illustrati nelle Fig. 36 e 37.

La Fig. 37 conferma, in particolare, che il getto sintetico è più “largo” di quello continuo e, di conseguenza, a parità di portata effluente, è più “lento” del continuo.

Questa risultanza spiega il più basso valore del numero di Nusselt nella zona di ristagno nel caso di getto incidente.

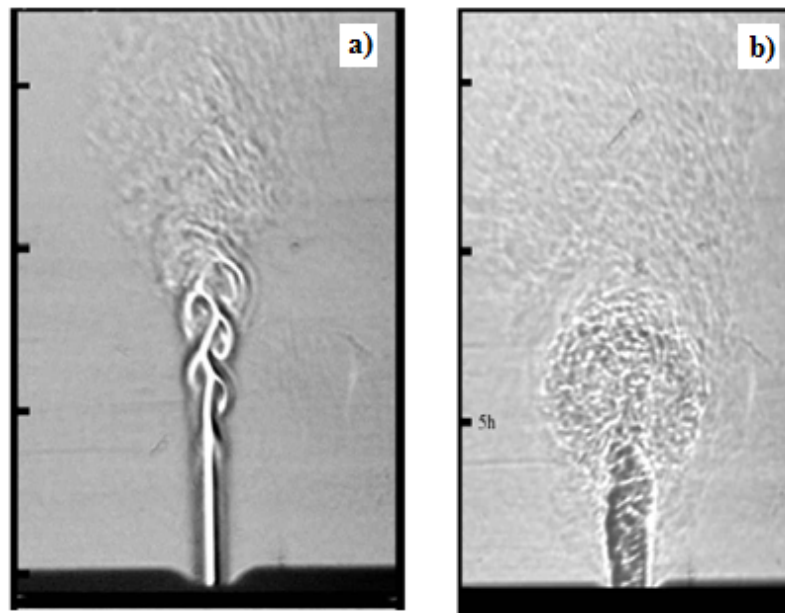


Figura 36 – a) Getto libero continuo non forzato b) Getto libero sintetico
[da Rif. 42]

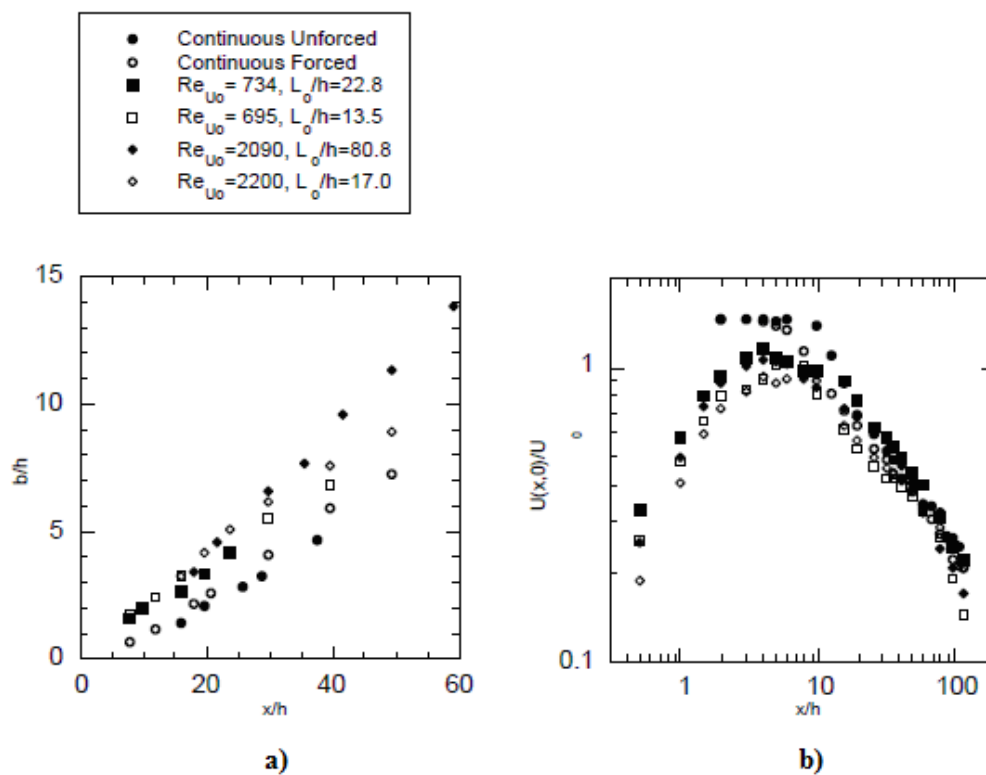


Figura 37 – a) Spreading b) Decadimento assiale della velocità
Comparazione sperimentale - Getto Sintetico vs Getto Continuo
[da Rif. 42]

6 Conclusioni e sviluppi futuri

6.1 Introduzione

Le simulazioni numeriche presentate in questa tesi, relative sia al getto continuo che sintetico, sono state effettuate mediante il codice commerciale FLUENT, nell'ipotesi di regime di flusso incomprimibile.

Il confronto tra attuatore a getto sintetico ed attuatore a getto continuo è stato realizzato comparando le relative distribuzioni spaziali del numero di Nusselt locale.

La stima della distribuzione locale del numero di Nusselt (Nu) è preceduta dalla studio del getto libero in ambiente quiescente in termini di apertura del getto e di decadimento della velocità assiale.

Le simulazioni sono state eseguite a differenti numeri di Reynolds (Re) ed a diverse distanze tra l'attuatore e la lastra piana. Quest'ultima, mantenuta a temperatura uniforme di 80°C , è stata, dunque, investita in tutte le simulazioni ortogonalmente da un getto alla temperatura di 20°C .

A parità di geometria della cavità e del numero di Reynolds (Re), l'attuatore a getto continuo rivela, attraverso la distribuzione locale del numero di Nusselt (Nu), prestazioni solo debolmente migliori del getto sintetico, e solo limitatamente alla zona di ristagno.

Essendo ben noti i vantaggi derivanti dall'uso dell'attuatore a getto sintetico rispetto a quello continuo, è stato dimostrato che è possibile ottimizzare la prestazione del getto sintetico attraverso l'incremento della frequenza operativa, in accordo con il criterio di progettazione dell'attuatore che assicuri la formazione del getto.

In futuro saranno valutate l'influenza dell'ambiente confinato e le prestazioni di un attuatore costituito da una schiera di aperture distribuite sulla parete superiore della cavità.

Inoltre, sarà valutata l'influenza dell'angolo di incidenza del getto sulla stima della distribuzione locale del numero di Nusselt (Nu).

Infine l'obiettivo più interessante potrebbe essere lo sviluppo di simulazioni effettuate in regime comprimibile che considerino pienamente la instazionarietà del campo all'interno della cavità prodotta dalla oscillazione meccanica della membrana.

Ciò consentirà di estendere la presente analisi a funzionamenti dell'attuatore in un campo di frequenze prossime a quelle di risonanza di Helmholtz.

Bibliografia

- [1] Stephen B. Pope, *Turbulent flows*, Cambridge University Press, 2003
- [2] J. H. Ferziger and M. Peric, *Computational methods for fluid dynamics*, 3rd edition.
- [3] “FLUENT” Inc., “*FLUENT*” 5.5 UDF User’s Guide, September, 2000.
- [4] “FLUENT” Inc., “*FLUENT*” 6.0 UDF Manual, November 29, 2001.
- [5] “FLUENT” Inc., “*FLUENT*” 6.3 Tutorial Guide, September, 2006.
- [6] Glezer and M. Amitay, *Synthetic jets*, Annu. Rev. Fluid Mech., Vol. 34, pp. 503-529, 2002.
- [7] Lars Davidson, “An Introduction to Turbulence Models”, Chalmers University of Technology, Goteborg, Sweden, November 2003, Publication 97/2, pp. 48.
- [8] Ahmad Batikh, Robert Caen, Stephane Colin, Lucien Baldas, Azeddine Kourta and Henry-Claude Boisson, *Numerical and experimental study of micro synthetic jets for flow control*, Heat and Technology, vol. 26, n.1, 2008, paper pp. 139-145.
- [9] W. L. Sellers and C.L Rumsey, *Langley Research Center Workshop: CFD Validation of synthetic jets and turbulent separation control*, [online], URL: <http://cfdval2004.larc.nasa.gov> [cited 20 August 2004].
- [10] R. Holman, Y. Utturkar, R. Mittal, B. L. Smith and L. Cattafesta, *Formation criterion for synthetic jets*, AIAA Journal Vol.43, no.10, pp. 2110-2116, 2005.
- [11] R. N. Sharma, *Fluid-dynamics-based analytical model for synthetic jet actuation*, AIAA Journal, Vol.45, no.8, pp. 1841-1847, 2007.
- [12] Y. Utturkar, R. Holman, R. Mittal, B. Carroll, M. Sheplak and L. Cattafesta, *A jet formation criterion for synthetic jet actuators*, AIAA paper 2003-0636, pp. 1-9, 2003.
- [13] Rongguang Jia, Masoud Rokni and Bengt Sunden, *Impingement cooling in a rib-roughened channel with a cross-flow*, International Journal of Numerical, Methods for Heat & Fluid Flow, vol. 11, no. 7, 2001, pp. 642-662.
- [14] D. You and P. Moin, *Large-eddy simulation flow separation over an airfoil with synthetic jet control*, Annual Research Briefs 2006, pp. 337-346.
- [15] B. L. Smith, B.L. and A. Glezer, *Jet vectoring using synthetic jets*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 458, 2002, pp. 1-34.
- [16] B. L. Smith, B.L. and A. Glezer, *Vectoring of adjacent synthetic jets*, AIAA Journal, Vol. 43, no. 10, October 2005.

- [17] Daniel Lee, Paul D. Orkwis, Mark G. Turner, Matteo Pes, Claudio Filz and Nicholas Caldwell, *Numerical analysis of two dimensional directed synthetic jet s in cross flow at low Mach number*, 41st Aerospace Science Meeting and Exhibit, pp. 1-8, 6-9 January 2003, Reno, Nevada.
- [18] JingZhou Zhang, XiaoMing Tan, *Experimental study on flow and Heat Transfer characteristics of a synthetic jet driven by piezoelectric actuator*, Sci. China Series E, Vol.50, no.2, pp. 221-229, 2007.
- [19] A. Pavlova and M. Amitay, *Electronic cooling using synthetic jet impingement*, Rensselaer Polytechnic Institute Report, Troy NY, pp. 1-39, 2007.
- [20] A. Pavlova and M. Amitay, *Electronic cooling using synthetic jet impingement*, Journal of Heat Transfer, vol. 128, pp. 897-907, September 2006
- [21] G. Monaco, L. Mongibello, G. Rocco, and L. de Luca, *Impingement Heat Transfer by means of synthetic jets*, ASME-ATI-UIT 2010 Conference, Thermal and environmental issues in energy system, CD proceedings, paper HT117, Sorrento, 2010.
- [22] Yongmann M. Chung and Kai H. Luo, *Unsteady Heat Transfer analysis of an impinging jet*, Journal of Heat Transfer, vol. 124, pp. 1039-1048, December 2002.
- [23] M. B. Gillespie, W. Z. Black, C. Rinehart and A. Glezer, *Local convective Heat Transfer from a constant heat flux flat plate cooled by synthetic air jets*, Journal of Heat Transfer, vol. 128, pp. 990-1000, October 2006.
- [24] A. McGuinn, Tadhg S. O'Donovan and Darina B. Murray, *Heat Transfer measurements of impinging synthetic air jet*, Proc. of HT2007, ASME-JSME Thermal engineering summer Heat Transfer conference, Vancouver, British Columbia, Canada, July 8-12, 2007.
- [25] A. McGuinn, T. Persoons, T.S. O'Donovan and D.B. Murray, *Heat Transfer and air temperature measurements of an impinging synthetic air jet*, Turbulence, Heat and Mass Transfer 6, 2009.
- [26] M. Chaudhari, B. Puranik and A. Agrawal, *Heat Transfer characteristic of synthetic jet impingement cooling*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 53, pp. 1057-1069, 2010.
- [27] N. Kadem, A. Mataoui, A. Salem, and R. Younsi, *Numerical simulation of Heat Transfer in an axisymmetric turbulent jet impinging on a flat plate*, AMO-Advanced Modelling and Optimization, vol. 9, number 2, pp. 207-217, 2007.

- [28] Dan S. Kercher, Jeong-Bong Lee, Oliver Brand, Mark G. Allen and Ari Glezer, *Microjet cooling devices for thermal management of electronics*, IEEE transactions on component an packaging technologies, vol. 26, no. 2, pp. 359 - 366, 2003.
- [29] J. Badra, A. R. Mastri, M. Freeman and M. Fitch, *Enhanced head transfer from arrays of jet impinging on plates*, 16th Australasian Fluid Mechanics Conference, Crown Plaza, Gold Coast, Australia, paper pp. 1187-1192 , 2-7 December 2007.
- [30] William B. Wright, *An evaluation of jet impingement head transfer correlations for piccolo tube applications*, NASA/CR- 2004-212917, report pp. 1-10.
- [31] T. S. O'Donovan and D. B. Murray, *Jet impingement Heat Transfer - Part I: Mean and root-mean-square Heat Transfer and velocity distributions*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 50, pp. 3291-3301, 2007.
- [32] Khudheyer S. Mushatat, *Analysis of the turbulent flow and Heat Transfer of the impingement cooling in a channel with a cross flow*, JKAU, Vol. 18, no. 2 (2007), pp.101-122.
- [33] C. Kinsella , B. Donnelly, T.S. O'Donovan and D.B. Murray, *Heat Transfer enhancement from a horizontal surface by impinging swirl jets*, 5th European Thermal-Sciences Conference, The Netherlands, 2008.
- [34] C. Meola, L. de Luca, and G. M. Carlomagno, *Influence of shear layer dynamics on impingement Heat Transfer*, Exp. Thermal and Fluid Science, vol.13, pp. 29-37, 1996.
- [35] G. Monaco, L. Mongibello, G. Rocco, and L. de Luca, *Design of a synthetic jet actuator by means of a numerical procedure*, under revision for publication on Aerotecnica, Missili e Spazio, 2010.
- [36] Quentin Gallas, Mark Sheplak and Louis N. Cattafesta III, *Design optimization tool for synthetic jet actuators using lumped element modelling*, Final report for NAG-1-03031, April 8, 2003 – April 7, 2005.
- [37] Je-Chin Han, *Recent studies in turbine blade cooling*, International Journal of Rotating Machinery, 10(6), pp.101-122, 2004.
- [38] O. C. Zienkiewicz and R. L. Taylor, *The finite element method*, 5th edition, Vol. 3 : Fluid Dynamics, Butterworth-Heinemann.
- [39] B. R. Ravi, R. Mittal, and F. M. Najjar, *Study of the three-dimensional synthetic jet flow fields using direct numerical simulation*, 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 5-8 January 2004, pp.1-10

- [40] H. Tang and S. Zhong, *A static compressible flow model of synthetic jet actuators*, The Aeronautical Journal, pp. 421-431, July 2007.
- [41] L. Mongibello and L. de Luca: *Numerical simulations of the flow field generated by synthetic jet actuators*, Atti XIX Congresso Nazionale AIDAA, Forlì, 2007, pp. 1-10.
- [42] B. L. Smith and G. W. Swift, *Synthetic jets at large Reynolds number and comparison to continuous jets*, AIAA paper 2001-3030, pp.1-19, 2001.
- [43] B. L. Smith, B.L., M. A. Trautman and A. Glezer, *Controlled interactions of adjacent synthetic jets*, AIAA paper 99-0669, 1999.
- [44] B. L. Smith and G. W. Swift, *A comparison between synthetic jets and continuous jets*, Experimental in Fluids , vol. 34, 2003, pp. 467-472.
- [45] Luo Zhen-Bing and Xia Zhi-Xun, *PIV Measurements and mechanism of adjacent synthetic jets interactions*, Chinese Physical Society and IOP Publishing Ltd, Vol. 25, no. 2 (2008), pp.612-615.
- [46] L. Mongibello, G. Rocco, G. Coppola, L. de Luca, *Numerical investigation of two adjacent synthetic jets for flow control*, 2nd European Conference for Aero-Space Sciences (EUCASS), CD proceedings, paper 02_06_08, Brussels, 2007.
- [47] Reni Raju, Rajat Mittal, Quentin Gallas and Louis Cattafesta, *Scaling of vorticity flux and entrance length effects in zero-net mass-flux devices*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, paper pp. 1-13.

